SÉRIE A, N° 4119
N° D'ORDRE 4970

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences

de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR INGÉNIEUR

PAR

Bernard AUTHIER

1re THÈSE : Mesures de température de l'ionosphère à partir de la fluorescence de molécules produites artificiellement au moyen de fusées.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 30 MAI 1963 devant la Commission d'examen :

MM. J. BROSSEL *Président.*

J. E. BLAMONT, R. CHABBAL } *Examinateurs.*

ÉDITIONS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
15, Quai Anatole-France
PARIS 7e

SÉRIE A, N° 4119
N° D'ORDRE 4970

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR INGÉNIEUR

PAR

Bernard AUTHIER

1re THÈSE : Mesures de température de l'ionosphère à partir de la fluorescence de molécules produites artificiellement au moyen de fusées.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le devant la Commission d'examen :

MM. J. BROSSEL *Président.*

J. E. BLAMONT, R. CHABBAL } *Examinateurs.*

ÉDITIONS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
15, Quai Anatole-France
PARIS 7e

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen. . . . . M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

G. JULIA. . . . . T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
PRENANT. . . . . T Anatomie et Histologie comparées.
GRASSÉ . . . . . T Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST. . . . . T Chimie organique.
WYART. . . . . T Minéralogie et Cristallographie.
TEISSIER. . . . . T Zoologie.
MANGENOT. . . . T Biologie végétale (Orsay).
AUGER. . . . . T Physique quantique et Relativité.
MONNIER. . . . . T Physiologie générale.
PIVETEAU . . . . T Paléontologie.
ROCARD . . . . . T Physique (E. N. S.).
CARTAN . . . . . T Mathématiques (E. N. S.).
LAFFITTE. . . . . T Chimie générale.
FAVARD . . . . . T Géométrie supérieure.
COULOMB. . . . . T Physique du globe.
Mlle COUSIN . . . T Biologie animale (S. P. C. N.).
CHRÉTIEN . . . . T Chimie minérale.
DRACH. . . . . T Zoologie.
KASTLER. . . . . T Physique (E. N. S.).
EPHRUSSI. . . . . T Génétique.
RIVIÈRE . . . . . T Géologie S. P. C. N. et Sédim.
GAUTHERET. . . . T Biologie végétale (P. C. B.).
LUCAS R. . . . . T Recherches physiques.
THOMAS A.. . . . T Biologie cellulaire.
ARNULF . . . . . T Optique appliquée.
MORAND . . . . . T Physique enseignement.
SOLEILLET. . . . T Physique (P. C. B.).
FORTIER . . . . . T Mécanique expérimentale des fluides.
PETIT . . . . . T Biologie maritime.
QUENEY . . . . . T Météorologie et Dynamique atmosphérique.
GALLIEN. . . . . T Embryologie.
EICHHORN . . . . T Botanique.
DE CUGNAC. . . . T Biologie végétale (S.P. C. N.).
Mlle CAUCHOIS . . T Chimie physique.
THELLIER . . . . T Physique du globe.
L'HÉRITIER. . . . T Biologie générale (Orsay).
GRIVET. . . . . T Radioélectricité (Orsay).
PONCIN . . . . . T Mécanique générale.
DUBREIL. . . . . T Arithmétique et Théorie des nombres.
QUELET . . . . . T Chimie organique.
CAGNIARD . . . . T Géophysique appliquée.
CHAMPETIER . . . T Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER . . . . T Micropaléontologie.
JUNG . . . . . T Pétrographie.
TRILLAT . . . . . T Microscopie et Diffraction électronique.
WIEMANN . . . . T Chimie organique et structurale.
JACQUINOT. . . . T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay).
VASSY. . . . . T Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES . . . T Théories physiques.
AMIEL. . . . . T Chimie générale.
HOCART . . . . . T Minéralogie et Cristallographie.
J.-P. MATHIEU . . T Physique Optique.
COUTEAUX . . . . T Cytologie.
MAY. . . . . T Zoologie (Orsay).
CHOQUET. . . . . T Théorie des fonctions et Topologie.
FELDMANN. . . . T Biologie végétale marine.
GUINIER. . . . . T Physique des Solides (Orsay).
JOST. . . . . T Physiologie comparée.
FORTET . . . . . T Calcul des probabilités et Physique mathématique.
SCHWARTZ . . . . T Calcul différentiel et intégral.
CHOUARD. . . . . T Physiologie végétale.
MALAVARD . . . . T Aviation (Technique aéronautique).
BRELOT . . . . . T Calcul différentiel et intégral.
NORMANT . . . . T Chimie organique.
BENARD . . . . . T Chimie minérale.
BUVAT. . . . . T Botanique (E. N. S.).
DUGUE. . . . . T Statistiques mathématiques.
SOULAIRAC. . . . T Psychophysiologie.
ULRICH . . . . . T Physiologie végétale.
MARÉCHAL . . . . T Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN . . . . T Théories chimiques.
CHADEFAUD. . . . T Botanique.
Mlle LE BRETON . T Physiologie de la nutrition.
LELONG . . . . . T Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS. . . . T Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN . . . T Topologie algébrique.
FRANÇON. . . . . T Physique (S. P. C. N.).
GLANGEAUD . . . T Géographie physique et Géologie dynamique.
GODEMENT. . . . T Mathématiques (M. P. C.).
PISOT . . . . . T Techniques mathématiques de la physique.
ROCH . . . . . T Géologie.
SCHATZMAN. . . . T Astrophysique.

TERMIER. . . . . T Paléontologie stratigraphique.
ZAMANSKY . . . . T Mathématiques générales.
LENNUIER. . . . . T Physique (M. G. P.).
RIZET . . . . . T Génétique.
ROUTHIER . . . . T Géologie appliquée.
Mme TONNELAT. . T Physique théorique.
DIXMIER. . . . . T Mathématiques (M. P. C.).
SOUCHAY. . . . . T Chimie générale.
AIGRAIN . . . . . T Électrotechnique générale.
BRUSSET. . . . . T Chimie systématique.
M. LÉVY. . . . . T Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
Mme CHAIX. . . . T Chimie biologique.
Mme HUREL-PY. . T Biologie végétale (P. C. B.).
PIAUX. . . . . T Chimie (M. P. C.).
BRUN . . . . . T Mécanique théorique des fluides.
LEDERER. . . . . T Chimie biologique.
Mme DUBREIL . . T Mathématique (Agrégation).
Mme LELONG . . . T Mathématiques II (E. N. S.).
BELLAIR . . . . . T Géologie (S. P. C. N.).
COTTE . . . . . T Physique électricité.
DUBOIS J. E.. . . T Chimie organique.
LAMOTTE. . . . . T Zoologie (E. N. S.).
MICHEL A. . . . . T Chimie minérale (Orsay).
OLMER. . . . . T Énergétique générale.
ROUAULT. . . . . T Électricité (Orsay).
GAUTHIER . . . . T Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ . . . T Chimie physique.
BROSSEL . . . . . T Physique atomique.
BUSER. . . . . T Physiologie comparée.
CAMUS. . . . . T Physiologie végétale (B. M. P. V.).
CASTAING. . . . . T Physique II Thermod. (Orsay).
CURIEN . . . . . T Minéralographie et Cristallographie
MOYSE. . . . . T Physiologie végétale (Orsay).
NOIROT . . . . . T Évolution des êtres organiques.
PANNETIER. . . . T Chimie générale (Orsay).
POSSOMPES. . . . T Zoologie.
PULLMANN . . . . T Chimie quantique.
TEILLAC . . . . . T Physique nucléaire et Radioactivité.
TONNELAT . . . . T Biologie physico-chimique.
VILLE . . . . . T Économétrie.
WILLEMART. . . . T Chimie (P. C. B.).
DODE . . . . . T Chimie (Orsay).
FREYMANN. . . . T Recherches physiques.
GUINOCHET. . . . T Biologie végétale (S. P. C. N.) (Orsay).
ROLLET . . . . . T Chimie minérale.
Mlle JOSIEN. . . . T Chimie (S. P. C. N.).
CHEVALLEY. . . . T Géométrie algébrique et Théorie des groupes.
ARNOULT. . . . . T Électronique (Orsay).
CHAPELLE . . . . T Physique (Orsay).
DELANGE. . . . . T Mathématiques I (Orsay).
DENY . . . . . T Mathématiques générales (Orsay).
GERMAIN. . . . . T Mécanique théorique des fluides.
LUCAS G.. . . . . T Géologie.
ALLARD . . . . . T Chimie physique.
BERTHELOT. . . . T Physique des particules fondamentales.
BRICARD . . . . . T Météorologie et Physique de l'atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD. . . . . T Psychophysiologie.
FRIEDEL. . . . . T Physique des Solides (Orsay).
M. JULIA. . . . . T Études des moléculaires naturelles complexes.
LENDER . . . . . T Biologie Animale (S. P. C. N.) (Orsay).
MAGAT. . . . . T Physico-chimie des radioéléments.
Mlle QUINTIN. . . T Électrochimie.
MONOD. . . . . T Chimie du métabolisme.
BENOIT. . . . . T Physiologie animale (Orsay).
DE POSSEL. . . . T Analyse numérique.
CHARLOT. . . . . T Chimie analytique.
LEMÉE. . . . . T Physiologie végétale (B. M. P. V.) (Orsay).
GUÉRIN . . . . . T Chimie (M. P. C.) (Orsay).
CHATELET M.. . . T Chimie (P. C. B.).
JEAN . . . . . T Physique nucléaire (Orsay).
MATTLER. . . . . T Physique (S. P. C. N.).
BERGERARD. . . . T Zoologie (Orsay).
BERTEIN. . . . . T Électronique (Orsay).
BOUISSIÈRES . . . Chimie des radioéléments (Orsay).
Mme COUTURE. . T Thermodynamique et Mécanique physique.
ELLENBERGER. . . T Géologie des grandes régions du globe.
FRANC. . . . . T Biologie animale (P. C. B.).
SCHNELL. . . . . Botanique tropicale (Orsay).
STOLKOWSKI . . . T Physiologie générale.
ACHER. . . . . Chimie biologique (Orsay).
BAUDOIN. . . . . Biologie animale (P. C. B.).

Beaumont		Biologie animale (S. P. C. N.).
Blamont		Géophysique ionosphère.
Bourreau		Botanique.
Curie D.	T	Physique (M. G. P.).
Durand-Delga		Géologie.
Fréon		Chimie organique (Orsay).
Heller	T	Physiologie végétale.
Tortrat	T	Calcul des probabilités.
Cailleux	T	Géologie (S. P.C.N.).
Magnan	T	Physique (S. P. C. N.).
Daudel		Mécanique ondulatoire appliquée à la Chimie
	T	théorique et à la Physique nucléaire.
M^lle Fourcroy	T	Biologie végétale (S. P. C. N.).
M^me Choquet-Bruhat		Mécanique analytique et Mécanique céleste.
M^lle Veil		Physiologie générale.
Wolff	T	Microbiologie.
Siestrunck		Mécanique physique et expérimentale.
Lacombe	T	Métallurgie des métaux nucléaires.
Brochard	T	Physique (P. C. B.) (Orsay).
Cabannes	T	Mécanique générale.
Lesieur	T	Mathématiques I (Orsay).
Mazet	T	Mécanique générale (Orsay).
Caire	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
Comolet	T	Mécanique des fluides.
Corabeuf		Physiologie animale (Orsay).
Delloue		Physique de l'exosphère.
Gorenflot	T	Botanique II (Orsay).
Houillon		Biologie animale (P. C. B.).
Julien J.		Chimie (S. P. C. N.) (Orsay).
Malgrange		Technique Math. de la Physique (Orsay).
Olivier		Anthropologie.
Nozeran		Botanique II (Orsay).
Blanc-Lapierre	T	Physique (E. N. S.) (Orsay).
Chevaugeon	T	Botanique (Orsay).
Kahane	T	Mathématiques (Orsay).
Samuel	T	Mathématiques (E. N. S.) féminines.
Kourganoff	T	Astronomie (Orsay).
Thiry	T	Mécanique céleste.
Abelès		Physique (S. P. S. C. N.).
Amat		Physique (P. C. B.).
Auboin		Géologie.
M^me Benoit-Gueutal		Physique nucléaire et Radioactivité.
Bougis		Biologie marine (Villefranche-sur-Mer).
Bruhat	T	Mathématiques (M. P. C.).
Brunn	T	Géologie historique (Orsay).
Chabbal		Physique (M. G. P.) (Orsay).
Deheuvels	T	Mathématique Propédeutique (Orsay).
D'Espagnat		Physique théorique (Orsay).
Furon		Géologie (S. P. C. N.).
M^me Gans	T	Génétique.
Geneves		Biologie végétale (P. C. B.).
Guilbert		Physique (C. U. S.) (Orléans).
Hupe		Pétrographie.
Hollande	T	Biologie générale.
Lions	T	Analyse numérique.
Maitte		Chimie (P. C. B.).
Meyer		Physique propédeutique.
Nicolas		Géologie appliquée.
Panigel		Biologie générale.
Ravier		Pétrographie.
Roseau	T	Mécanique théorique des fluides.
Roubine		Électronique.
Silber	T	Chimie (P. C. B.).
Uebersfeld	T	Électronique.
Yvon	T	Théories physiques.
Hervé	T	Mathématiques.
Néron	T	Mathématiques (M. P. C.) (Orsay).
M^me Pecker-Wimel	T	Astrophysique.
Balkansky		Physique (M. P. C.).
Le Corre	T	Électricité.
Delcroix	T	Physique théorique (Orsay).
Gourdin		Physique théorique des Hautes énergies (Orsay).
Lehmann	T	Physique expérimentale des Hautes énergies (Orsay).
Nataf	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
Echalier		Biologie animale (P. C. B.).
Barraud		Physiologie cellulaire.
Lioret		Physiologie végétale (Orsay).
Dars		Géologie structurale et géologie appliquée.
Camefort	T	Botanique (agrégation).
Vichniewsky	T	Mécanique industrielle.
Blaquière		Électronique (Orsay).
Arnous	T	Physique théorique.
Tatibouet		Chimie (C. S. U.) (Orléans).
Malliavin	T	Mathématique propédeutique (Orsay).
Gaudemar		Chimie propédeutique.
Perez y Jorba		Physique expérimentale des Hautes énergies (Orsay).
David	T	Chimie (agrégation) (Orsay).
Brousse	T	Mécanique théorique.
Rosh	T	Astronomie.

Secrétaire général R. Poullain.

A MA FEMME

« On n'atteint pas le ciel par un simple saut,
Mais nous construisons l'escalier pour l'atteindre. »

J. C. HOLLAND, *Gradatim*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549214_0051

MESURES DE TEMPÉRATURE DE L'IONOSPHÈRE A PARTIR DE LA FLUORESCENCE DE MOLÉCULES PRODUITES ARTIFICIELLEMENT AU MOYEN DE FUSÉES

Par B. Authier.

Résumé. — *L'observation photométrique et spectroscopique de la fluorescence de nuages moléculaires émis, au moyen de fusées, entre* 120 *et* 210 *km, permet de mesurer une température de rotation et de vibration égale à la température cinétique. Les expériences ont lieu au crépuscule et la fluorescence est observée au sol.*

Une étude théorique permet à l'auteur de définir les méthodes et les molécules les mieux adaptées à ces mesures.

Après l'échec d'une émission de CN, il est décrit trois tirs explosifs ayant donné des nuages de radicaux Al O dont l'observation photométrique justifie les mesures de température. Celles-ci sont faites au moyen de deux spectrographes.

L'étude de la branche P de la bande 0 — 0 *de la transition* $A\ ^2\Sigma^+ — X\ ^2\Sigma^+$ *de Al O permet une détermination de la température de rotation. On a trouvé à* 120 *km* $\theta\ ^0K = 200^{+100}_{-50}$ *et à* 170 *km* $\theta\ ^0K = 730 \pm 100$.

La mesure de l'intensité des têtes de bande des séquences $\Delta v = +1$ *et* $\Delta v = -1$ *de la transition précédente donne comme température de vibration :*

$$\text{à } 170 \text{ km} : \theta\ ^0K = 750 \pm 150,$$

et

$$\text{à } 210 \text{ km} : \theta\ ^0K = 1250 \pm 150.$$

Les méthodes de mesure mises au point dans cet article sont confirmées par les résultats de plusieurs tirs effectués depuis.

Summary. — *Rotation temperature and vibration temperature equal to kinetic temperature of the atmosphere are measured from photometric and spectroscopic observations performed on molecular clouds ejected by rockets from* 120 *to* 210 *km of altitude. The experiments take place at twilight ; the fluorescence is observed from the ground.*

The method ant the choice of the molecules are defined from theoretical consideration. After the failure of an emission of the radical CN, 3 *firings producing clouds of the radical Al O are described. The photometry of the clouds demonstrates the feasibility of the temperature measurements, which are performed with* 2 *spectrographs.*

The rotation temperature is deduced from the P branch of the 0 — 0 *band of the* $A^2\ \Sigma^+ — X^2\ \Sigma^+$ *transition of Al O. At* 120 *km,* $\theta\ ^0K = 200^{+100}_{-50}$ *and at* 170 *km* $\theta\ ^0K = 730$ ($\pm$ 100).

The vibration temperature is deduced from the relative intensity of band heads of the $\Delta v = +1$ *and* $\Delta v = -1$ *sequences of the same transition. At*

$$170 \text{ km} : \theta\ ^0K = 750 \pm 150,$$
$$210 \text{ km} : \theta\ ^0K = 1250 \pm 150.$$

The methods described in this paper have been confirmed by results obtained on several subsequent firings.

Резюме. — Фотометрическое и спектроскопическое наблюдение свечения молекулярных облаков, испускаемых с помощью ракет между 120 и 210 км, позволяет измереть температуру вращения и вибрации равную кинетической температуре. Опыты имеют место на сумерках и свечение наблюдается с земли.

Теоретическое изучение позволяет автору определить методы и молекулы, наилучше подходящие к этим измерениям.

После неудачи испускания СИ, описываются три взрывных иолёта давших облака раликалов Al O фотометрическое наблюдение которых оправдывает измерения температуры.

Эти последние производятся с помощью двух спекгрографов. Изучение ветви P полосы 0 — 0 перехода $A\ ^2\Sigma^+ — X\ ^2\Sigma^+$ от Al O позволяет определение температуры вращения. На 120 км найдено $\theta\ ^0K = 200^{+100}_{-50}$ а на 170 км $\theta\ ^0K = 730 \pm 100$.

Измерение интенсивности головок полос последовательностей $\Delta v = +1$ $\Delta v = -1$ от предыдущего перехода дает тем ературу колебания :

$$\text{на } 170 \text{ км} : \theta\ ^0K = 750 \pm 15),$$
$$\text{а на } 210 \text{ км} : \theta\ ^0K = 1250 \pm 15).$$

Методы измерения разработанные в этой статье были подтверждены реаультатами нескольких полётов исполыенных с тех пор.

INTRODUCTION

L'une des activités importantes du Service d'Aéronomie du C. N. R. S. consiste à mesurer les températures ionosphériques par l'observation au crépuscule d'un nuage de métal alcalin qui émet une raie de résonance dont on mesure l'élargissement Doppler.

La diffusion multiple rend délicate l'application de cette méthode et, après avoir observé en 1960 qu'une explosion à 150 km d'altitude crée un nuage visible au crépuscule et que la lumière émise par le nuage est due à la fluorescence de la molécule Al O excitée par la lumière solaire, J. E. Blamont [1] a pensé que l'étude spectroscopique d'un tel nuage devait conduire à la mesure de températures ionosphériques affranchie des difficultés causées par la diffusion multiple.

C'est une idée que nous avons cherché à mettre en pratique. Elle conduit à deux méthodes puisqu'on peut mesurer ces températures par analyse vibratoire ou rotationnelle des spectres. P. Swings [2] et McKellar [3] ont les premiers, déterminé des températures de rotation par l'étude des spectres de fluorescence des molécules diatomiques des comètes (CN), tandis que les températures de vibration étaient étudiées dans les comètes également par J. Dufay et P. Swings [4] pour le système rouge de CN, par S. Grudzinska [5] pour CO^+ et par C. Fehrenbach et G. Courtes [6] ainsi que par A. Stawikowski et P. Swings [7] pour C_2. D. Bates [8] a traité d'autre part les spectres de fluorescence des bandes positives de l'azote ionisé N_2^+ dans les aurores crépusculaires.

Nous commencerons par étudier théoriquement ces deux méthodes en définissant, pour chacune d'elles, les paramètres des molécules les mieux adaptées [9]. Nous nous limiterons dans cette étude aux molécules diatomiques puisqu'en raison de leur stabilité ce sont celles qu'on a le plus de chance de réussir à émettre en haute atmosphère. Bien que nos conclusions puissent facilement être transposées aux spectres de rotation pure ou de rotation vibration, nous ne nous sommes intéressé qu'aux spectres de transitions électroniques dont l'investigation, quand ils se situent dans le visible, est beaucoup plus facile. Nous décrirons ensuite les conditions et les causes de l'échec que nous avons enregistré le 9 décembre 1961 en essayant d'observer la fluorescence crépusculaire du radical CN, puis les résultats obtenus sur les spectres de fluorescence du radical Al O, réalisés au cours de trois explosions crépusculaires.

I. MESURE DE LA TEMPÉRATURE D'UN GAZ PAR L'ÉTUDE DU SPECTRE DE FLUORESCENCE DES MOLÉCULES DE CE GAZ.

A. Température de rotation.

a) *Population des niveaux de rotation du niveau de vibration de l'état fondamental.*

A l'équilibre, le rapport des populations de deux niveaux de rotation obéit à la loi de Boltzmann :

$$\text{(I)} \qquad \frac{N_J}{N_X} = \frac{g_J}{g_X}\, e^{-\frac{\chi_{JX} hc}{KT}}.$$

χ_{JX} : différence des termes d'énergie de rotation des niveaux J et X en cm^{-1}

$$\chi_{JK} = F(J) - F(X),$$

g_J, g_X : poids statistiques des niveaux J et X.

La multiplicité de chaque niveau de rotation est $2J + 1$, le nombre N_J de molécules dans le niveau de rotation J est donc proportionnel à

$$(2J + 1)\, e^{-F(J)hc/KT}.$$

Pour la plupart des molécules diatomiques, Λ, composante du moment angulaire orbital électronique le long de l'axe internucléaire, est nulle à l'état fondamental (rotateur rigide) et l'équation précédente s'écrit :

$$\text{(II)} \qquad N_J \propto (2J + 1)\, e^{-BJ(J+1)hc/KT}.$$

En dérivant cette équation par rapport à J, on voit que la courbe de répartition présente un maximum

$$J_{max} = \sqrt{\frac{KT}{2B\,hc}} - \frac{1}{2},$$

$$\text{(III)} \qquad J_{max} = 0{,}5896 \sqrt{\frac{T}{B}} - \frac{1}{2}.$$

où :

$$\text{(IV)} \qquad B = \frac{h}{8\pi^2 cI}.$$

I étant le moment d'inertie à l'équilibre de la

molécule par rapport à un axe perpendiculaire à la droite joignant les centres de gravité des deux atomes.

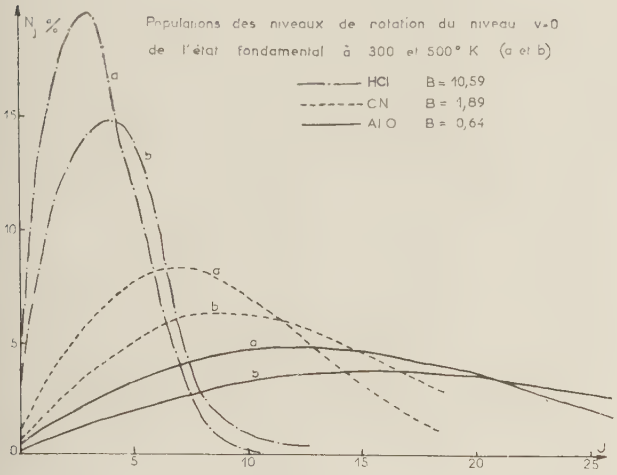

FIG. 1.

On a représenté sur la figure 1, les courbes de répartition de HCl, CN et Al O au niveau de vibration $v = 0$.

Quand la température augmente, le diagramme s'aplatit et s'étale, les maxima étant déplacés vers les grandes valeurs de J.

Remarquons que la répartition des molécules dans les différents niveaux de rotation varie d'autant plus avec la température que la molécule est légère (B grand).

Si dans une bande non résolue les maxima des branches P et R sont détectables et leur séparation mesurable, on peut encore, connaissant B, en déduire une valeur approchée de la température. En effet, la séparation des maxima $\Delta\nu_{PR}$ en cm^{-1} est donnée par :

$$\text{(V)} \quad \Delta\nu_{PR}\,\max = \sqrt{8B\,KT/hc} = 2{,}3583\,\sqrt{BT}.$$

b) *Mécanisme de fluorescence.*

1. Transitions $\Sigma - \Sigma$. — Ces transitions sont les plus simples ; on n'y trouve pas de dédoublements importants ; les raies et la branche Q, correspondant à la transition interdite $\Delta J = 0$, n'apparaissent pas.

Soumises à une lumière d'intensité uniforme, les molécules vont se répartir dans les niveaux de rotation de l'état excité ; le spectre d'absorption présentera deux branches P et R correspondant aux transitions permises $\Delta J = \pm 1$.

La répartition des molécules dans les différents niveaux de rotation de l'état excité se déduit de celle de l'état fondamental :

$$\text{(VI)} \quad n'_{v',J} \propto \frac{1}{2}\, n''_{v'',J-1}\,\Theta_\nu + \frac{1}{2}\, n''_{v'',J+1}\,\Theta_\nu,$$

Θ_ν : intensité solaire pour la raie considérée.

La fréquence des chocs (10^{-1} sec) à 170 km est trop faible pour modifier la distribution des molécules pendant le très court instant ($\simeq 10^{-7}$ sec) où les molécules se trouvent à l'état excité.

En retournant au niveau fondamental, les molécules vont émettre un spectre de fluorescence dont l'intensité est donnée par :

$$\text{(VII)} \quad I_J \propto n'_J\, h\nu.$$

C'est sur ce principe qu'est fondée la méthode des astrophysiciens. On commence par calculer, pour différentes températures possibles, la répartition des molécules dans les différents niveaux de rotation de l'état fondamental, puis dans l'état excité en tenant compte de l'intensité lumineuse excitatrice (en toute rigueur, il faudrait faire le produit de convolution du profil DOPPLER d'une raie par le profil de l'intensité excitatrice). On peut alors tracer sur l'échelle des longueurs d'onde, pour chaque niveau de rotation, un trait, dont la hauteur sera proportionnelle à la population de l'état excité. A chaque trait ainsi obtenu, on applique la fonction d'appareil de l'instrument d'observation pour reconstituer un profil théorique. C'est la température du profil théorique le plus proche du profil vrai que l'on retient. L'hypothèse fondamentale d'une répartition de BOLTZMANN se trouve justifiée par la coïncidence du spectre reconstitué avec le spectre réel. La formule (VI) n'est valable que si l'on a pris le soin de choisir une transition $v'' - v'$ telle que le niveau v' de l'état excité n'est peuplé que par des molécules issues du niveau v'' de l'état fondamental. C'est pratiquement le cas, aux températures peu élevées, des transitions $0 - 0$ pour les molécules dont les distances internucléaires sont voisines dans les états fondamental et excité.

2. Autres transitions. — Si le nombre quantique Λ est différent de zéro dans un ou deux états électroniques, la répartition des intensités dans les branches P et R est analogue à celle des transitions $^1\Sigma - {}^1\Sigma$, cependant il apparaît la branche Q dont la présence interdit souvent toute mesure.

c) *Possibilités d'application de la méthode.*

On voit que les transitions autres que $\Sigma - \Sigma$ ne sont pas toujours utilisables (cas par exemple d'une transition $^1\Pi - {}^1\Sigma$ ayant une tête de bande

dans la branche P) et, à coup sûr, d'une interprétation plus délicate.

La figure 1 montre qu'une structure de rotation peu développée (B grand) varie plus nettement en fonction de la température qu'une structure de rotation très développée, c'est-à-dire dont les niveaux de rotation supérieurs ($J > 20$) ont une population non négligeable. Il est bien évident que la methode sera d'autant plus précise que la variation de l'allure de la bande en fonction de la température sera plus nette. Des raies bien séparées et des bandes ne se chevauchant pas permettront l'utilisation d'un spectrographe moins dispersif.

Dans l'approximation de Fortrat, la distance séparant deux raies est :

$$\text{(VIII)} \qquad \delta\nu = \nu_{m+1} - \nu_m \simeq 2B,$$

si les distances internucléaires sont voisines dans les états fondamental et excité.

Les molécules de faible moment d'inertie (B grand) auront donc des spectres aux raies bien séparées. Deux bandes d'une même séquence auront d'autant moins de chances de se chevaucher que la différence $\Delta\nu$ de leur énergie de vibration sera plus grande :

$$\nu_{v',v''} = \nu_e + \omega'_e(v' + 1/2) - \omega'_e x'_e (v + 1/2)^2 - [\omega''_e (v'' + 1/2) - \omega''_e x''_e (v'' + 1/2)^2],$$

et

$$\text{(IX)} \quad \Delta\nu = \nu_{v'+1,v''+1} - \nu_{v',v''} = \omega'_e - \omega'_e x'_e - [\omega''_e - \omega''_e x''_e].$$

Remarquons que le spectre des molécules formées de deux atomes identiques et dont $\Lambda = 0$, présente alternativement une raie forte et une raie faible (dans un rapport déterminé) ce qui n'est pas gênant.

Conclusions. — Pour la mesure des températures de rotation de l'ordre de quelques centaines de degrés, par fluorescence optique, on voit que les molécules les plus intéressantes sont celles à faible moment d'inertie, présentant une transition $\Sigma - \Sigma$ et dont la distance internucléaire à l'état excité est très voisine de celle de l'état fondamental.

B. Température de vibration.

a) *Population des niveaux de vibration de l'état fondamental.*

A l'équilibre, la répartition des molécules dans les différents niveaux de vibration est une fonction de la température d'après la loi de Boltzmann :

$$\text{(Ib)} \qquad \frac{N_v}{N_0} = \frac{g_v}{g_0} e^{-\frac{\chi_{v0} hc}{KT}},$$

$\chi_{v_0} = G_v - G_0$: différence des termes d'énergie de vibration des niveaux v et 0 en cm^{-1}.

On a :

$$\text{(X)} \quad G_v = \omega_e (v + 1/2) - \omega_e x_e (v + 1/2)^2 \text{ cm}^{-1},$$

ω_e et $\omega_e x_e$ sont liés aux fréquences de vibration ; en général x_e est très petit devant l'unité et G, différence d'énergie entre deux niveaux de vibration consécutifs, est peu différente de ω_0 fréquence propre de l'oscillateur harmonique :

$$\text{(XI)} \qquad \omega_0 = \nu_0 x \simeq \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K}{\mu}}.$$

On voit d'après le tableau 1 qui donne les rapports du nombre de molécules au niveau $v = 1$ à celui du niveau $v = 0$ pour les molécules I_2, Al O et CN à différentes températures, que la méthode ne sera pas applicable aux spectres des molécules légères (CN ou N_2^+) pour lesquelles ΔG est trop grand et le niveau de vibration $v = 1$ insuffisamment peuplé pour qu'on puisse mesurer une température entre 300 et 1000°K.

b) *Mécanisme de fluorescence.*

Ce mécanisme a été étudié par Hunaerts et Swings [11] ainsi que par Bates [8] et par Carrington [12]. Considérons un petit groupe de molécules, chaque cycle du processus comporte 3 temps :

α) Les molécules sont réparties dans les différents niveaux de vibration de l'état fondamental selon la loi de Boltzmann. Par absorption de rayonnement, elles passent à l'état excité.

β) Presque immédiatement elles redescendent à l'état fondamental, la répartition dans les différents niveaux de vibration se déduit de la répartition initiale et des valeurs des facteurs de Franck Condon.

γ) Les molécules reprennent une distribution de Boltzmann par collision et émission d'un spectre de rotation vibration, et le cycle recommence.

Dans l'hypothèse d'un tel processus, il est possible de déduire de l'intensité des différentes bandes, une température de vibration, égale à la température cinétique du milieu.

L'intensité $I_{v'v''}$ d'une bande $(v'\ v'')$ est donnée par la formule :

$$\text{(XII)} \qquad I_{v'v''} = n_{v'} \frac{A_{v'v''}}{\sum_{v''=0}^{\infty} A_{v'v''}} h\nu_{v'v''}$$

TABLEAU 1

Molécule	ΔG cm^{-1}	$e^{-\frac{\Delta G hc}{KT}}$ 300 °K	500 °K	1000 °K
I_2	213,2	$3,6 \times 10^{-1}$	$5,43 \times 10^{-1}$	$7,36 \times 10^{-1}$
AlO	971,1	$9,5 \times 10^{-3}$	$6,25 \times 10^{-2}$	$2,46 \times 10^{-1}$
CN	2100	$3,4 \times 10^{-5}$	$3,1 \times 10^{-3}$	$4,5 \times 10^{-2}$

$n_{v'}$ est la population sur le niveau de vibration v' de l'état électronique supérieur.

$A_{v'k''}$ le coefficient d'Einstein d'émission pour la transition (v', k''). Ce coefficient est proportionnel à $\nu^3_{v'k''}\ p_{v'k''}$, $p_{v'k''}$, étant le facteur de Franck Condon de la transition.

$\nu_{v',v''}$ le nombre d'onde de la transition (v', v'').

La population $n_{v'}$ peut se calculer :

$$(XIII) \qquad n_{v'} \propto \sum_{k''=0}^{\infty} N_{k''}\ \Theta_{v',k''}\ B_{v'k''},$$

$N_{k''}$ est la population du niveau de vibration k'' de l'état électronique inférieur.

$\Theta_{v',k''}$ l'intensité du rayonnement solaire sur la bande (v', k''), compte tenu des raies de Fraunhofer.

$B_{v'k''}$ le coefficient d'Einstein d'absorption pour la transition (v', k'').

Ce coefficient est proportionnel à $p_{v'k''}$.

Pour que l'on puisse appliquer les équations (XII) et (XIII), deux conditions doivent être remplies :

1. le processus α est le seul processus de peuplement de l'état électronique supérieur ;

2. le temps séparant deux processus de fluorescence (temps γ) doit être suffisant pour permettre aux molécules de reprendre une distribution de Boltzmann dans les niveaux de vibration de l'état électronique inférieur (désactivation par chocs ou par émission d'un spectre de vibration).

Principe des mesures. — Pour différentes températures on calcule les populations $n_{v''}$ de l'état initial (répartition de Boltzmann), puis celles $n_{v'}$ de l'état excité. On en déduit les intensités théoriques des bandes d'une séquence que l'on compare aux résultats expérimentaux.

c) *Possibilités pratiques de mesure.*

Les mesures seront précises dans la mesure où les populations $n_{v'}$ des différents niveaux de vibration de l'état excité varieront nettement avec la température. Ces populations sont liées aux facteurs de Franck Condon et l'allure des courbes potentiels de la figure 2 montre que la probabilité d'une transition $0 — v'$ sera d'autant supérieure à celles des transitions voisines $0 — |v' \pm 1|$, $0 — |v' \pm 2|$... que v' sera plus proche de zéro, c'est-à-dire que les distances internucléaires r des états I et II seront plus voisines. En effet, si la droite de transition $r = cst$ arrive presque tangentiellement à la courbe de Franck Condon, pour une faible variation δr, on balaie un nombre élevé de niveaux de vibration.

On en déduit que I_2, par exemple, ne peut convenir pour cette méthode car les distances internucléaires des états I et II sont trop différentes : les transitions les plus probables sont situées autour de O — 25 et O — 18 ce qui donne pour les populations des niveaux supérieurs des maxima trop peu accusés.

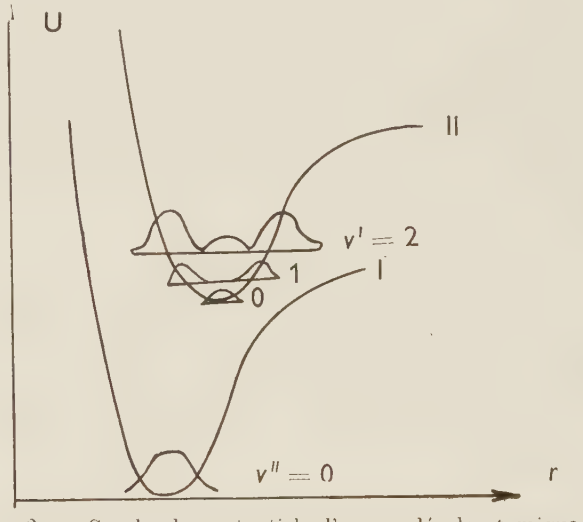

Fig. 2. — Courbe des potentiels d'une molécule atomique.

La résolution du spectrographe, le chevauchement des différentes bandes et la luminosité du nuage ne permettent pas de comparer l'intensité de deux raies d'indice de rotation déterminé appartenant à deux bandes différentes, pas

plus que la somme des intensités de chacune des raies de deux bandes différentes. Seule est possible pratiquement la comparaison des intensités des têtes de bande. Nous nous proposons de définir les conditions dans lesquelles une telle comparaison permet de se ramener au cas précédent.

Notre méthode est justifiée si les têtes de bandes comparées ont la même « composition », c'est-à-dire si deux raies de même indice de rotation, appartenant à chacune des bandes étudiées sont à la même distance de la tête de la bande à laquelle elles appartiennent.

Rappelons que le nombre d'onde des différentes raies d'une bande s'exprime par :

$$\text{(XIV)} \quad \nu = \nu_0 + (B'_v + B''_v)\, m + (B'_v - B''_v)\, m^2,$$

(parabole de FORTRAT)

où ν_0 est le nombre d'onde du centre de la bande, $m = -J$ pour la branche P et $m = J + 1$ pour la branche R.

Le sommet de la parabole de FORTRAT s'obtient en annulant la dérivée $\frac{d\nu}{dm}$ soit :

$$\text{(XV)} \qquad m_{\max} = -\frac{B'_v + B''_v}{2(B'_v - B''_v)}.$$

En remplaçant m par cette valeur dans (XIV), on obtient la distance $\Delta\nu$ séparant la tête du centre de la bande :

$$\text{(XVI)} \qquad \nu_{\max} - \nu_0 = -\frac{(B'_v + B''_v)^2}{4(B'_v - B''_v)}.$$

On remarque que les coefficients B ont une double indexation, en effet, le moment d'inertie de la molécule varie avec la distance internucléaire, elle-même fonction de l'état électronique et du niveau de vibration de la molécule. Cette variation se traduit généralement par :

$$\text{(XVII)} \qquad B_v = B_e - \alpha_e\,(v + 1/2).$$

B_e correspond au moment d'inertie au niveau de vibration $v = 0$ d'un état électronique et α_e est un terme correctif petit devant B_e.

La variation de B a pour effet de modifier l'allure de la parabole de FORTRAT. Reprenons les expressions (XV) et (XVI).

$$m = -\frac{B'_e + B''_e - 1/2\,\alpha'_e - 1/2\,\alpha''_e - v'\,\alpha'_e - v''\,\alpha''_e}{2(B'_e - B''_e - 1/2\,\alpha'_e + 1/2\,\alpha''_e - \alpha'_e\,v' + \alpha''_e\,v'')}$$

$$\Delta\nu = -\frac{(B'_e + B''_e - 1/2\,\alpha'_e - 1/2\,\alpha''_e - \alpha'_e\,v' - v''\,\alpha''_e)^2}{4(B'_e - B''_e - 1/2\,\alpha'_e + 1/2\,\alpha''_e - \alpha'_e\,v' + \alpha''_e\,v'')}.$$

$\alpha'_e \simeq \alpha''$ et α petit devant B : si les distances internucléaires des états I et II sont voisines, on a alors :

$$m \simeq \frac{B'_e + B''_e - \alpha(v' + v'')}{2[B'_e - B''_e + \alpha(v'' - v')]} \simeq \frac{B'_e + B''_e}{2[B'_e - B''_e + \alpha(v'' - v')]}$$

$$\Delta\nu = -\frac{[B'_e + B''_e - \alpha(v' + v'')]^2}{4[B'_e - B''_e + \alpha(v'' - v')]} \simeq \frac{(B'_e + B''_e)^2}{4[B'_e - B''_e + \alpha(v'' - v')]}.$$

m et $\Delta\nu$ peuvent être choisis comme critères de la « composition » d'une tête de bande ; deux têtes de bande auront même « composition » si l'indice de rotation des raies de rebroussement est identique et si la distance de la tête au centre de la bande est la même.

Ces conditions sont réalisées pour $v'' - v' =$ constante, c'est-à-dire, qu'on peut comparer les intensités des têtes de bande d'une même séquence.

Remarque. — Nous avons négligé la distorsion centrifuge, en réalité on a pour une branche R :

$$\nu = \nu_0 + 2B' + (3B' - B'')\,J + (B' - B'')\,J^2 - 4D\,J^3.$$

Cette approximation est justifiée dans la mesure où m n'est pas trop grand ($m < 30$) et D petit ($\simeq 10^{-6}$).

L'examen du diagramme de DESLANDRES permet de choisir les séquences les plus voisines de la parabole de CONDON qui sont celles dont l'intensité lumineuse est la plus forte.

Il faut éviter le chevauchement des différentes branches, à cet égard, les transitions électroniques où la composante Λ du moment angulaire n'est pas constamment nulle, sont à rejeter si la tête de bande se trouve dans la branche R ($B' - B'' < 0$) car il apparaît alors une branche Q (correspondant à $\Delta J = 0$) qui se superpose à la tête de bande. Si cette dernière se trouve dans la branche P, il faut calculer pour chacune des bandes le rapport de la population de la branche P à celle de l'ensemble du niveau de vibration. On voit que d'une façon générale les transitions $\Sigma - \Sigma$ sont nettement plus simples.

La méthode s'appliquera d'autant mieux que les différentes raies seront plus rapprochées : une bande peu étalée paraîtra plus lumineuse avec un spectrographe de faible dispersion et le chevauchement des bandes sera moindre. Ceci implique que B'_v et B'_v soient voisins et assez petits, ce qui se réalise pour des molécules assez lourdes (grand moment d'inertie).

Conclusion. — Les molécules les mieux adaptées à la détermination d'une température de vibration comprise entre 300 et 1200 °Kpar la méthode indiquée, sont celles ayant un moment d'inertie

assez élevé, qui possèdent dans les états fondamental et excité une distance internucléaire r pratiquement constante et qui sont telles que la composante Λ du moment angulaire orbital électronique le long de l'axe internucléaire est nulle. Cette température sera déterminée par l'étude de l'intensité des têtes de bande d'une séquence judicieusement choisie.

II. ESSAI D'OBSERVATION DE LA FLUORESCENCE CRÉPUSCULAIRE DU RADICAL CN

A. Choix de l'iodure de cyanogène.

Nous avons d'abord pensé mesurer la température ionosphérique par l'observation de la fluorescence crépusculaire du radical cyanogène.

A la lumière du chapitre précédent, le choix du radical CN était suggéré par la forte luminosité de la bande 0 — 0, la plus intense de la transition $B\ ^2\Sigma^+ — X\ ^2\Sigma^+$ de ce radical dans les spectres cométaires.

Le spectre est bien connu [13] ; sa luminosité s'explique par une force d'oscillateur élevée : $f = 2{,}7 \times 10^{-2}$ [14], d'autre part ce radical est très stable [15]. La bande de 0 — 0 est dégradée vers le violet et la branche R s'étend de 3874 A vers le violet (fig. 3). Le moment d'inertie du radical est faible (B = 1,89) donc, nous l'avons vu, la branche R se prête bien à une mesure de la température effective de rotation, seule est gênante à 3871,5 A, la superposition de la tête de bande 1 — 1.

Les caractéristiques suivantes ont guidé notre choix de la molécule cyanée génératrice de radicaux CN :

1. Une liaison du radical CN au reste de la molécule aussi faible que possible pour faciliter la dissociation.
2. Un faible poids moléculaire.
3. Un produit d'une manipulation facile : toxicité pas trop élevée, stabilité au choc et tension de vapeur pas trop élevée.

D'après ces impératifs, l'iodure de cyanogène avait retenu notre attention, et nous pensions former le radical CN par dissociation thermique de ICN.

B. Expérience.

Description.

L'expérience a lieu le soir, peu après le coucher du soleil, afin qu'il éclaire la zone étudiée sans éclairer les basses couches de l'atmosphère. La fluorescence du nuage est observée dans une direction approximativement perpendiculaire à celle du soleil. L'éjection se produit à la culmination de la fusée.

Le 9 décembre 1961 à 18 h 40 mn locales (angle de dépression solaire : 9°) nous avons tiré, au dessus d'Hammaguir (Algérie) une fusée « Centaure » qui a culminé à 128 km à H_0 = 18 h 43 mn 35 s (restitution des cinéthéodolites).

La pointe de cette fusée comportait :

a) Un pot de sodium « traceur » (500 g) mis à feu et éjecté par 2 étoupilles, 60 s avant la culmination ; le nuage de sodium formé devait permettre aux observateurs de pointer leurs appareils sur le nuage de cyanogène.

b) Un pot de 12 kg de thermite devant brûler en 15-20 s et mis à feu à la culmination. Six alvéoles étaient aménagées dans ce pot pour recevoir 6 tubes de verre contenant 4,5 kg d'iodure de cyanogène. La chaleur dégagée par la combustion du pot de thermite devait assurer la sublimation et la thermolyse de l'iodure de cyanogène. Pour une thermolyse totale, on aurait dû avoir 30 moles de CN d'une luminosité équivalente à 100 g de Na (compte tenu de l'intensité excitatrice et des forces d'oscillateurs)

c) Un pot de 3 kg de thermite, devant brûler en 1 minute et mis à feu 30 s après la culmination devait émettre, au cours de la descente du cône, 500 g d'iode placés dans un tube de verre glissé au centre de la thermite. Cet iode devait permettre une mesure de la diffusion moléculaire.

Moyens d'observation.

a) Nous avons essayé de mettre en évidence la bande 0 — 0 de la transition $B\ ^2\Sigma^+ — X\ ^2\Sigma^+$ de CN entre 3883 et 3860 Å. Nous disposions à cet effet d'un spectrographe REOSC à réseau, ouvert à $f/2$, réglé dans le 4e ordre entre 3700 et 4000 Å, d'une résolution de 6000, et d'un télescope Cassegrain de 50 cm de diamètre, d'un champ de 6°, équipé d'un Fabry-Pérot d'une finesse de 30 à 4000 Å (τ = 85 %) précédé d'un verre de Wood transparent en dessous de 4000 Å et d'un filtre interférentiel de 100 Å de bande passante centré à λ = 3875 Å, jouant le rôle d'un prémonochromateur. L'épaisseur des cales du Fabry-Pérot était de 0,025 mm et son inclinaison de 7°, ce qui permettait de photographier sur pellicule 103 aO,

dans le plan focal d'un objectif BOYER $f/1,6$, de 80 mm de focale, les 2e et 3e anneaux, couvrant chacun l'intégralité de la bande 0 — 0 du système violet du cyanogène de 3855 à 3885 Å.

b) La restitution photogrammétrique des nuages était assurée par un dispositif de caméras aviation K 24, équipées de film tri X, que nous décrirons à propos des expériences sur Al O.

c) Un spectrographe à prisme de verre SGO $f/0,7$ (résolution : 500) devait permettre d'étudier la fluorescence de l'iode.

Résultats.

Seul le nuage de sodium a été observé ; un halo de lumière diffuse à la culmination ainsi que la déformation du nuage de sodium nous permettent de penser que les pots d'iodure de cyanogène et d'iode ont été effectivement mis à feu.

C. CRITIQUE.

Pour comprendre cet échec nous avons essayé d'étudier en laboratoire la fluorescence du radical CN.

a) *Principe.*

Une cuve cubique transparente contient des radicaux CN ; on envoie sur une de ses faces un faisceau de lumière d'intensité I_0 aux longueurs d'onde des raies caractéristiques de la transition $\Sigma - \Sigma$ de CN (direction Ox). A la sortie de la cuve, l'intensité est $I = I_0\, e^{-Kl}$ (loi de BEER), la différence ayant servi à exciter la fluorescence des radicaux (K : coefficient d'absorption, l : épaisseur de la cuve). Cette fluorescence est observée perpendiculairement (direction Oy).

Nous commencerons par étudier la cuve de fluorescence. On démontre [16] que le signal de fluorescence observé est maximum quand l'épaisseur optique de la cuve Kl est voisine de 1 ; nous essaierons donc de réaliser cette condition.

Nous étudierons ensuite une lampe à cyanogène stable, émettant seulement aux longueurs d'onde des raies de la transition $\Sigma - \Sigma$ du cyanogène pour avoir un rapport signal sur bruit maximum.

La formation des radicaux CN est assurée à partir de l'iodure de cyanogène, par photodissociation en envoyant un faisceau de lumière ultraviolette dans la direction Oz, ou par thermolyse en disposant un four à proximité de la cuve.

b) *Étude de la cuve de fluorescence.*

On sait qu'on obtient un rapport signal sur bruit maximum du rayonnement de fluorescence pour une épaisseur optique de la cuve voisine de l'unité. Calculons la pression de CN nécessaire pour avoir une telle épaisseur dans une cuve de 3 cm de côté.

$$\text{(XVIII)}\quad K_0\, l = \frac{2}{\Delta\nu_D}\sqrt{\frac{\log_n 2}{\pi}}\,\pi e\,\frac{e}{mc}\,Nfl = 1.$$

$\Delta\nu_D$: largeur DOPPLER d'une raie.
l : longueur de la cuve, 3 cm.
K_0 : coefficient d'absorption.
N : nombre de molécule par cm^3.
f : force d'oscillateur du radical.

A 300 °K on a :

$$\Delta\nu_D = 2 \times 10^9,$$

d'où

$$N = 1,3 \times 10^{12},$$

ce qui correspond à une pression de CN

$$P_{CN} = 10^{-4}\ \text{mm Hg},$$

on a :

$$\Delta\nu_D \propto \sqrt{T} \quad \text{et} \quad P_{CN} \propto \sqrt{T},$$

soit à 800 °K

$$P_{CN} = 2.10^{-4}\ \text{mm Hg}.$$

Pour un taux de dissociation de 10 %, il faut donc réaliser une pression d'iodure de cyanogène de 10^{-3} mm Hg environ.

Dans ces conditions, le libre parcours moyen sera :

$$\text{(XIX)}\qquad s = \frac{M}{\sqrt{2\pi N d^2}\,\rho}.$$

ρ : densité.
M : masse moléculaire de CN.
N : nombre d'AVOGADRO.
d : diamètre des molécules (nous avons pris la valeur arbitraire $d = 2$ Å).

soit

$$s \simeq 1\ \text{mm},$$

et la vitesse quadratique moyenne :

$$\text{(XX)}\qquad u = \sqrt{\frac{3RT}{M}}\ \text{(en cm/sec.)}$$

T	330 °K	450	600
..... u	6×10^4	7×10^4	8×10^4

d'où la fréquence de collision

$$s/u \simeq 10^{-6}\ \text{sec.}$$

On en déduit :

— que la durée de vie de l'état excité

$$\tau = 8 \times 10^{-8} \text{ sec.}$$

est brève, comparée au temps séparant deux chocs.

— qu'il faut placer la source de radicaux CN le plus près possible de la cuve de résonance si l'on veut éviter que la recombinaison des radicaux se produise trop tôt.

c) *Mise au point d'une lampe à cyanogène stable.*

Nous avons cherché une source stable donnant le spectre de CN. Ce spectre s'observe à l'air dans les flammes des substances organiques ; il s'accompagne alors d'un spectre continu gênant. On l'observe aussi dans les décharges électriques avec électrodes en carbone, mais il est alors instable. Nous avons observé qu'en excitant à haute fréquence des tubes de verre préalablement vidés puis remplis d'iodure de cyanogène, on obtenait un spectre de la transition

$$B\ ^2\Sigma^+ — X\ ^2\Sigma^+,$$

de CN pour une tension de vapeur comprise entre 10^{-2} et 10^{-1} mm Hg. On obtient cette tension de vapeur en refroidissant le bas du tube.

La décharge d'ondes haute fréquence est produite par un générateur Raytheon (microtherm) dont le magnétron attaque une antenne accordée sur une fréquence de 2450 Mc/sec. La production d'onde est continue et la puissance du magnétron atteint 125 watts. La décharge est due à la concentration des ondes émises par l'antenne en V sur le tube à décharge. L'amorçage est assuré par un générateur, détecteur de fuite, type Tesla (fréquence de l'ordre de 1 mégacycle).

Les tubes sont remplis par distillation ou sublimation sous vide (P = 10^{-3} mm Hg) comme pour le remplissage des cuves à métaux alcalins. Nous avons étudié les spectres de tubes remplis d'iodure de cyanogène, d'acide cyanhydrique, de chlorure de cyanogène et de 3-butène nitrite ($CH_2 = CH — CH_2 CN$) à l'aide de notre spectrographe REOSC et, en collaboration avec l'Institut d'Astrophysique de Liège, nous avons également utilisé le spectrographe UV de ce Laboratoire dont les caractéristiques sont les suivantes : réseau concave de 3 m, à 15000 traits par pouce, blazé à 1500 Å, d'une résolution théorique de 90000 dans le 1er ordre, avec une dispersion de 5 Å par mm. L'étalonnage photométrique était réalisé à l'aide d'un secteur tournant ajouré de transmission décroissante.

Résultats.

α) Tubes scellés : c'est par leur étude que nous avons commencé ; dès que la décharge du générateur Raytheon est amorcée, on observe une lumière très intense, le tube se couvre intérieurement d'un dépôt brun de carbone et de paracyanogène qui l'obscurcit. Le tube s'échauffe et après 2 à 3 minutes de fonctionnement il se perce.

Le comportement des tubes et les spectres enregistrés sont les mêmes pour les 4 molécules cyanées étudiées ; quelques tubes remplis d'argon sous une pression de 4 à 8 mm Hg ont donné les mêmes résultats.

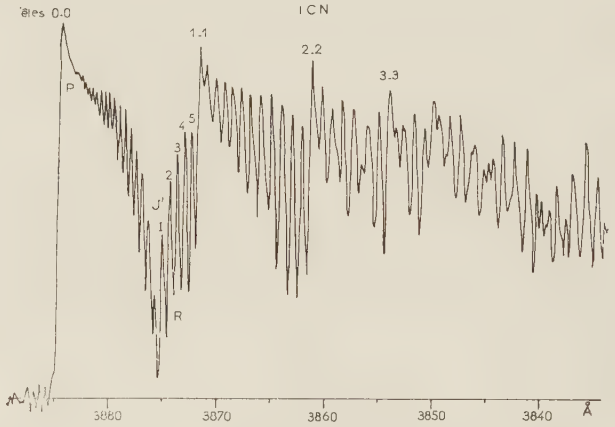

Fig. 3. — Spectre de la séquence $\Delta v = 0$ de la transition $B\ ^2\Sigma^+ — X\ ^2\Sigma^+$ du radical CN.

On a représenté figure 3 un enregistrement du spectre d'un tube d'iodure de cyanogène pris pendant les 10 premières secondes de la décharge avec le spectrographe REOSC : seul le spectre de CN apparaît.

Après quelques minutes de fonctionnement, les spectres de l'azote (1er et 2e systèmes positifs) et de l'azote ionisé (bandes négatives) apparaissent intenses tandis que le spectre de CN est considérablement affaibli. L'azote est dû à la décomposition progressive du radical CN, comme l'atteste un dépôt de carbone sur les tubes.

Nous avons étudié la répartition des molécules dans les niveaux de rotation et de vibration.

— Niveaux de rotation : dans l'hypothèse d'une répartition de Boltzmann, l'intensité d'une raie est :

$$I_{em} = \frac{C_{em}\ \nu^4}{Q_r} (J' + J'' + 1)\ e^{-B'J'(J'+1)hc/KT},$$

En traçant la courbe

$$\text{Log } \frac{I}{J' + J'' + 1} = f[J'\ (J' + 1)],$$

on obtient une droite dont la pente est $\frac{hc}{KT}$ figure 4.

Cette droite est très facile à tracer pour la branche P de la bande 0 — 0 de la transition $B\ ^2\Sigma_u^+ \rightarrow X\ ^2\Sigma_g^+\ N_2^+$, il n'en est pas de même pour

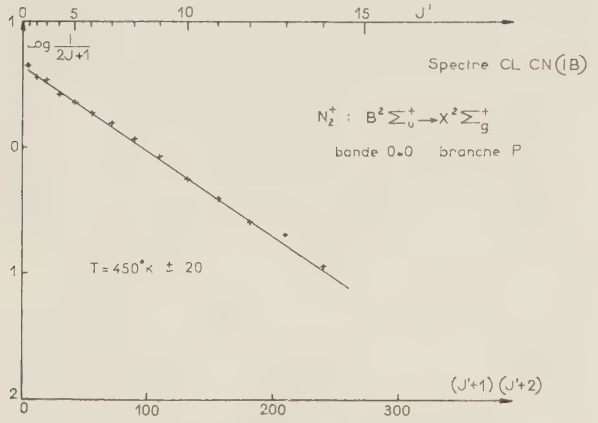

Fig. 4. — Température de rotation.

la branche R de la bande 0 — 0 de la transition $B\ ^2\Sigma^+ \rightarrow X\ ^2\Sigma^+$, de CN où seules les 5 premières raies échappent au blend. L'indice J_{max} de la raie la plus intense d'une branche donne une température de rotation :

$$J_{max} \sqrt{\frac{KT}{2hc}} - 1/2.$$

Cet indice peut se déterminer sur les spectres de CN à haute résolution. On a trouvé que la répartition des molécules CN et N_2^+ dans les niveaux de rotation était de Boltzmann et la température de rotation était la même pour ces deux radicaux, indépendante du temps et de la nature de la substance cyanée et comprise entre 400 et 550 °K.

— Niveaux de vibration : Pour le radical CN, les rapports des intensités des têtes de bande de la séquence $\Delta v = 0$ ne correspondent pas à une répartition de Boltzman ; la forte intensité des bandes issues des niveaux de vibration supérieurs ne s'explique pas non plus par un mécanisme de fluorescence.

β) Réalisation d'une lampe à CN stable.

Les résultats précédents nous ont conduit à réaliser la lampe ci-après.

La partie centrale du tube, sous l'antenne du Raythéon est en quartz et ne se perce pas à l'usage. La fenêtre, perpendiculaire à l'axe est située assez loin de l'antenne (7 cm) pour ne pas être obscurcie par les dépôts.

Le tube, relié à un banc de pompage secondaire, est traversé par un courant gazeux d'argon et d'iodure de cyanogène. Le débit d'argon est réglé par un robinet à aiguille et celui d'iodure de cyanogène par la température à laquelle est maintenue le tube générateur (entre — 15 et + 20 °C).

On obtient ainsi une lampe dont l'intensité (mesurée au photomultiplicateur) est stable à

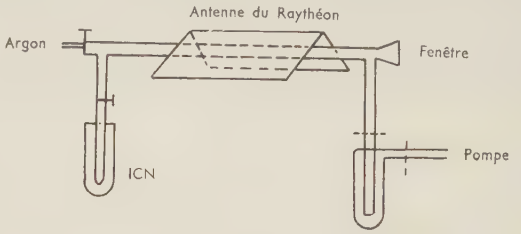

Fig. 5. — Lampe à cyanogène.

3 % près pendant au moins une heure. Le spectre présente les raies de l'argon et les bandes de CN ; celles de N_2 n'apparaissent que pour de forts débits d'iodure de cyanogène et sans argon. Pour les débits moindres la circulation gazeuse permet d'éviter l'accumulation d'azote provenant de la décomposition de CN.

d) *Production des radicaux CN.*

α) *Photodissociation.*

Ce mode de formation des radicaux CN a été

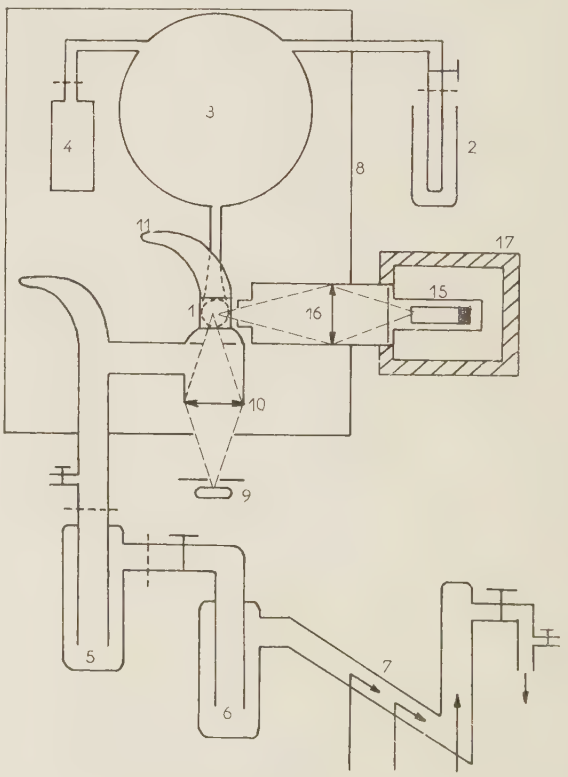

Fig. 6. — Schéma de l'appareil d'étude de la fluorescence des radicaux CN.

étudié par A. Jakovleva [17] qui a mesuré la variation du coefficient d'absorption μ avec la longuer d'onde. On observe vers 2500 Å une forte prédissociation et la photodissociation vraie commence vers 1900 Å.

Appareillage : Le montage est représenté sur les figures 6 et 7, la cuve cubique [1] de 30 mm de côté en est la partie essentielle ; un courant gazeux d'iodure de cyanogène la traverse. L'iodure de cyanogène est issu d'un tube maintenu à température constante dans le vase Dewar [2] ; l'iodure

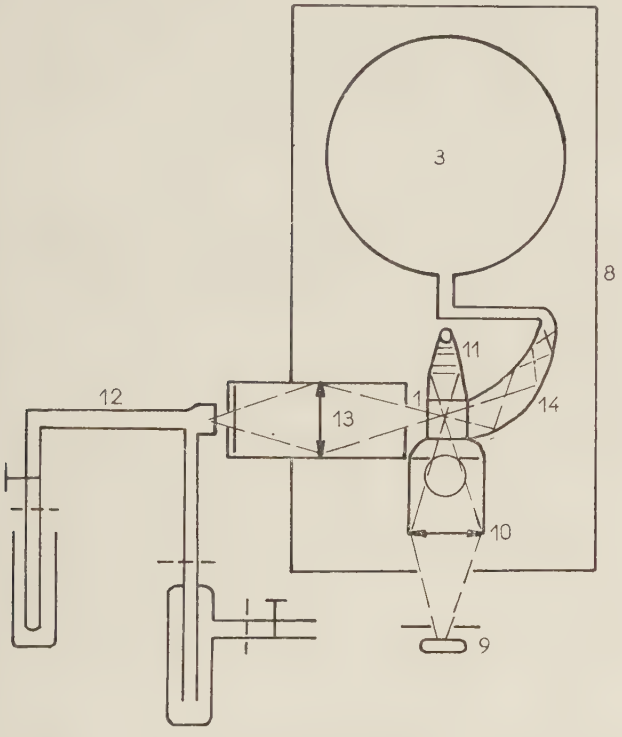

Fig. 7. — Schéma de l'appareil d'étude de la fluorescence des radicaux CN.

de cyanogène se sublime, un ballon de 3 litres [3] joue le rôle de volant pour la pression, cette dernière est mesurée par une jauge Penning [4] dont le choix est imposé par l'atmosphère corrosive qui mettrait rapidement hors de service tout dispositif à fil chaud. L'iodure de cyanogène, ou les produits de dissociation, se déposent dans un piège amovible à azote liquide [5] situé sous la plateforme de travail. Ce piège est retiré et nettoyé à la fin de chaque manipulation. Cette précaution, ainsi qu'un deuxième piège de garde [6], protègent efficacement le banc de pompage secondaire [7] auquel le montage est relié.

Le contour [8] représente la chambre noire qui entoure le montage.

La photodissociation est obtenue par une lampe à mercure haute pression en quartz [9], Philips HPK 125 W type 57203 B située sous le plan de travail. Le collimateur de cette lampe est constitué par une lentille de quartz [10] de 4 cm de focale, située à 8 cm du centre de la cuve et à 8 cm également de la lampe. Une corne [11] arrête le faisceau à la sortie de la cuve.

La chaleur dégagée par la lampe à mercure porte à 65 °C la lentille de quartz ; celle-ci a été collée à l'araldite (araldite 123 B et durcissement 953 B de St-Gobain) ; nous avons vérifié que cette araldite, polymérisée à 150°, tenait un vide de 10^{-5} mm Hg à 60 °C.

Nous avons représenté en [12] la lampe à cyanogène suivie d'un collimateur [13] formé par une lentille de 4 cm de focale (montage Silberman) et muni d'un verre de Wood. Une corne [14] arrête le faisceau à la sortie de la cuve.

Nous avons utilisé un photomultiplicateur à 10 étages RCA type 6217 [15] précédé d'un collimateur [16] comprenant une lentille $f/1$ de 9 cm de focale (montage Silberman) et un monochromateur constitué par un verre au cerium AUVP, un verre de Wood VUV4 (Parra-Mantois) ainsi qu'un filtre interférentiel centré à 3870 Å, de 100 Å de bande passante. Le photomultiplicateur, alimenté en courant continu (1000 V) et blindé par une feuille d'aluminium, est placé dans un caisson en polystyrène expansé [17] assurant son calorifugeage ; cette enceinte est refroidie.

Le courant de sortie est mesuré à l'aide d'un micromicroampèremètre Keithley modèle 410 *c* et enregistré.

Résultats. — Sous l'action du rayonnement UV de la lampe à mercure, l'iodure de cyanogène se dissocie, comme en témoigne la présence d'iode dans le piège à azote liquide, iode qui n'apparaît pas quand l'iodure de cyanogène se sublime à la seule lumière du jour.

La figure 8 représente un enregistrement du courant de sortie du P. M. (V = 1000 V) au cours d'une expérience. La lampe à mercure est allumée et stabilisée (signal (A)), comme la lampe à cyanogène (signal (B)). La cuve étant préalablement vidée ($P < 10^{-4}$ mm Hg) on introduit de l'iodure de cyanogène en coupant la communication avec le banc de pompage et en ouvrant le robinet du tube d'ICN à la température de 12 °C. L'iodure de cyanogène se sublime vers le piège à azote liquide et on atteint rapidement une pression stable de 10^{-2} mm Hg.

La lampe à cyanogène étant cachée, l'introduction d'iodure de cyanogène donne un signal (*c*) qui disparaît quand on refait le vide. Ce signal

n'est pas dû à la diffusion car il n'apparaît pas quand on introduit de l'air dans les mêmes conditions. Il est dû au spectre de désexcitation des radicaux CN formés par photodissociation. En effet,

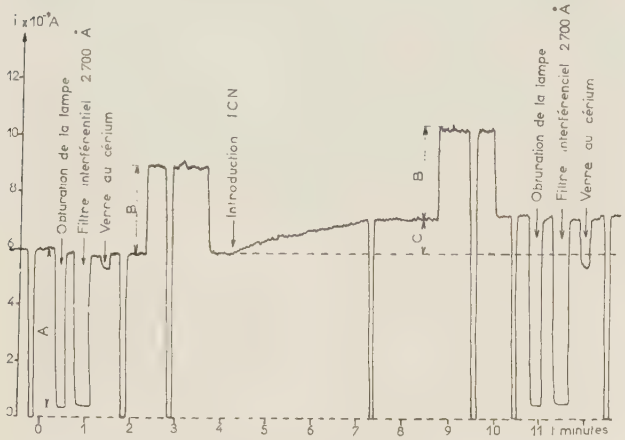

Fig. 8.

il disparaît quand on place devant la lampe à mercure un écran de verre au cérium qui coupe toute la lumière susceptible de dissocier ICN, ou même un filtre interférentiel en quartz centré à 2700 Å et de 200 Å de bande passante qui ne laisse passer que la lumière de prédissociation, dont l'énergie est insuffisante pour exciter les radicaux CN au cours de la photodissociation.

Quand on démasque la lampe à cyanogène, on constate que son signal (B) reste constant quelque soit la pression d'iodure de cyanogène (10^{-3} à $1{,}5 \times 10^{-1}$) dans la lampe.

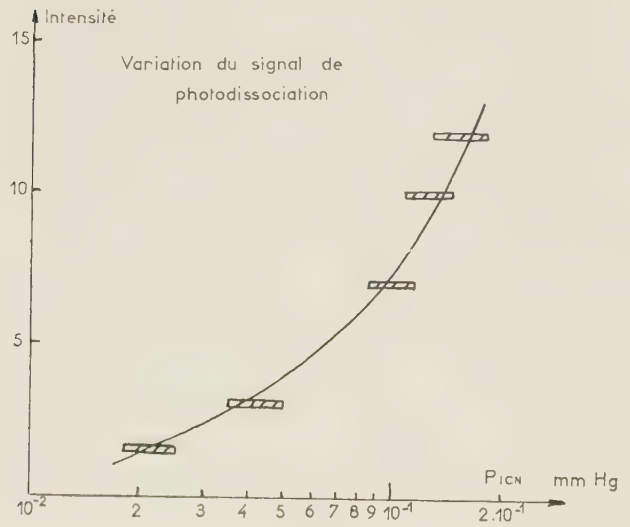

Fig. 9.

Cette expérience a été reprise en faisant varier la pression d'iodure de cyanogène dans la lampe et en prenant une lampe haute pression au Xénon, sans qu'on observe jamais une variation significative du signal en présence de radicaux CN.

Nous avons représenté figure 9 la variation du signal de photodissociation C en fonction de la pression d'iodure de cyanogène.

Avec le 3-butène nitrite, on n'observe pas de photodissociation.

Conclusions. — Le quartz est opaque en dessous de 1850 Å, on coupe donc la majeure partie des radiations les plus efficaces. Il faudrait reprendre l'étude avec un rayonnement plus énergétique (lentille et fenêtre en fluorure de lithium) et observer la fluorescence à une distance de la zone de photodissociation telle que les radicaux CN formés aient le temps de redescendre à l'état fondamental sans se recombiner.

β. *Dissociation thermique.*

Nous avons modifié le montage utilisé pour la photodissociation en supprimant la lentille de quartz (collimateur de la lampe à mercure) et en remplaçant la corne opposée par un tube de quartz sur lequel est bobiné, sur 5 cm, du fil résistant. Ce four, situé juste au dessus de la cuve de fluorescence permet de porter jusqu'à 1050 °C la température du tube de quartz, avec une dérive inférieure à 3° par minute. Un thermocouple platine-platine rhodié permet de mesurer cette température.

Expérience. — La température du four étant stabilisée, ainsi que la lampe à cyanogène, on envoie de l'iodure de cyanogène dans le montage ; la pression monte jusqu'à 2. 10^{-1} mm Hg pour redescendre progressivement à 10^{-3} ou 10^{-4} en 1 à 3 minutes. Au cours de ce balayage, on devrait passer par la pression correspondant à un signal de fluorescence maximum, or cette introduction d'iodure de cyanogène ne modifie pas le niveau de lumière parasite due au four et à la lampe ; la figure 10 est un enregistrement du courant débité par le photomultiplicateur au cours d'une expérience. Le temps de réponse de la chaîne d'enregistrement est inférieur à 1/2 sec.

Diverses expériences faites en modifiant le régime de la lampe à cyanogène et en faisant varier la température du four entre 700 et 1050 °C ont échoué, bien que la présence d'iode dans le piège à azote liquide atteste de l'efficacité de la thermodissociation (rendement de 10 à 20 %). Nous avons également essayé, sans succès, de remplacer la lampe à cyanogène par une lampe à Xénon haute pression (X BO 150 W de chez OSA) ayant un spectre continu dans le domaine

des bandes du cyanogène. Nous n'avons rien observé non plus avec le 3-butène-nitrite.

Conclusions. — Le signal de fluorescence est vraisemblablement dissimulé par le bruit de fond du photomultiplicateur (3.10^{-11} A). Une lampe plus intense, un montage plus raffiné éliminant plus complètement les lumières parasites dues au four et à la lampe, permettrait peut-être d'observer cette fluorescence.

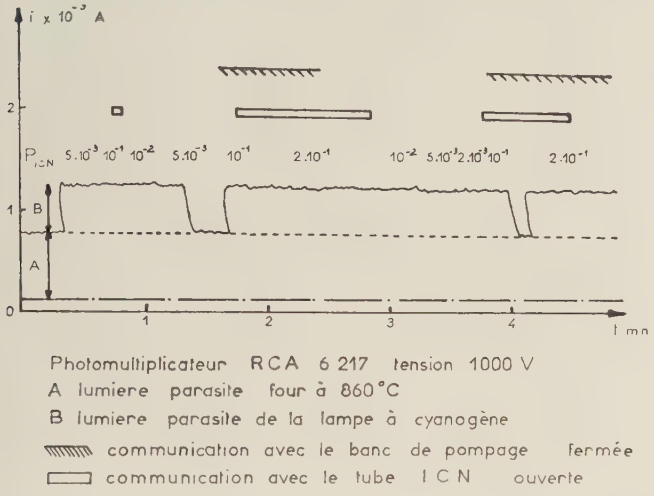

FIG. 10.

D. CONCLUSIONS.

Nous n'avons pas réussi à observer la fluorescence d'un nuage de cyanogène formé au crépuscule par thermolyse à 130 km d'altitude de 4,5 kg d'iodure de cyanogène.

Cet échec s'explique par une dissociation incomplète dans les conditions d'éjection (10 à 20 %) et par une recombinaison rapide des radicaux formés au voisinage même du pot générateur.

Cette expérience réussirait peut-être avec une quantité d'iodure de cyanogène plus importante (une trentaine de kilogs), ou en ayant recours à une charge explosive qui disperserait les radicaux.

III. ÉTUDE DE LA FLUORESCENCE CRÉPUSCULAIRE DE RADICAUX Al O, FORMÉS DANS L'IONOSPHÈRE.

Devant notre échec sur le cyanogène nous avons essayé de faire des mesures sur le radical Al O qui se forme au cours d'explosions ionosphériques.

PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DU RADICAL Al O.

1. *Spectre.*

Dans l'état actuel de nos connaissances, le diagramme des termes électroniques de Al O se présente comme suit :

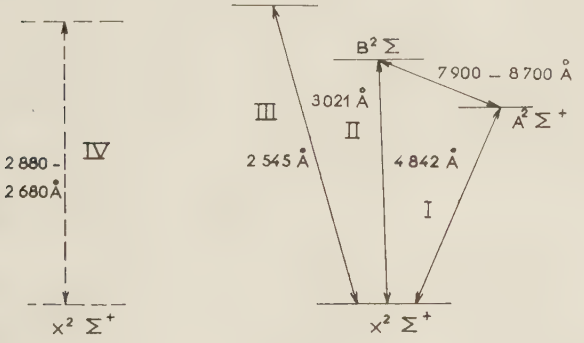

FIG. 11.

a) *Transition* $X\ ^2\Sigma^+ \leftrightarrow A\ ^2\Sigma^+$.

C'est la plus intense et la mieux connue, elle correspond aux « bandes vertes » de Al O, très étudiées, tant en émission qu'en absorption. Ce spectre a été observé essentiellement dans les arcs (l'une des électrodes contenant de l'aluminium), par explosion de fils d'aluminium et dans les atmosphères stellaires. Il présente essentiellement 3 séquences $\Delta v = -1, 0$ et $+1$ situées respectivement à 5100, 4860 et 4650 Å (fig. 17).

α) *Arc.* — C'est dans les spectres des arcs que A. S. KING [18], R. T. BIRGE [19] et R. MECKE [20] firent les premières observations sur les bandes vertes d'Al O. W. C. POMEROY [21, 22] reprit ces observations et détermina les constantes moléculaires et les nombres d'ondes des principales raies [23]. La détermination des constantes fut reprise par M. K. SEN [24] et D. C. ROY [25] qui calcule l'énergie de dissociation, puis par M. A. POGGIO [26].

β) *Explosions de fils d'aluminium.* — Ces spectres d'émission furent étudiés par E. BOBSON [27], F. DEHALU [28] et F. P. COHEUR [29], puis par LAGERQVIST [30] qui détermine les constantes moléculaires et démontre qu'il n'y a pas de prédissociation.

γ) *Atmosphères stellaires.* — Les bandes d'Al O sont présentes sur les spectres de certaines étoiles du type M ou N ; D. N. DAVIS [31] les observe sur β PEGASI et S. G. HACKER [32] sur Arcturus

H. E. Babcock [33] et W. Iwanowska [34] ont également observé des spectres stellaires d'Al O tandis que R. S. Richardson [35] enregistrait ce spectre dans les tâches solaires. Remarquons que le spectre solaire total ne présente pas de raies d'absorption importantes d'Al O, comme le montre l'examen de l'Atlas d'Utrecht [36].

Dans les étoiles variables, le spectre d'AlO est observé en absorption par A. D. Thackeray [37], D. M. Popper [38] et P. C. Keenan [39] dans ρ Cassiopeiae et par Merrill [40] dans R. T. Librae. Dans les variables à longues périodes, Al O apparaît parfois en émission, comme l'a observé A. H. Joy [41] et F. E. Baxandall [42] dans Mira Ceti.

P. Swings [43] a fait une mise au point sur les problèmes posés par l'observation des bandes moléculaires dans les spectres stellaires.

Y. Boublil [44] a décrit les phénomènes optiques liés à des explosions en haute altitude.

δ) *Mesures de température.* — L. S. Ornstein [45] et N. R. Tawde [46, 47] ont utilisé les spectres d'émission d'Al O dans un arc (spectres de rotation et de vibration) pour déterminer la température de ces arcs.

Récemment, N. R. Tawde [48] et R. W. Nicholls [49] ont publié simultanément les facteurs de Franck Condon de cette transition.

D'après Lagerqvist [30] les constantes moléculaires sont les suivantes :

État	ω_e	$\omega_e x_e$	B_e	α_e	D_e
$A^2\Sigma^+$	870	3,8	0,604	0,0044	
$X^2\Sigma^+$	979,23	6,97	0,6413	0,0058	$-1{,}08 \times 10^{-6}$

Les distances interatomiques sont très voisines : 1,669 et 1,618 Å pour les états A et X selon Poggio [26]. On voit d'après ces constantes que le moment d'inertie d'Al O est plus grand que celui de CN Les raies d'une bande seront donc plus serrées (0,5 Å de séparation), plus nombreuses et la détermination d'une température de rotation sera moins précise qu'avec CN. Par contre, la différence d'énergie séparant deux niveaux de vibration consécutifs est beaucoup plus faible que pour CN et la détermination d'une température de vibration sera possible.

b) *Autres transitions.*

F. P. Coheur et B. Rosen [50] ont étudié le spectre U. V. d'Al O par la méthode d'explosion de fils minces. Ils ont établi l'existence des transitions II, III et IV, l'état fondamental correspondant à la transition IV étant probablement $X\ ^2\Sigma^+$. U. W. Goodlett [51] et M. Becart [52] ont étudié la transition II. Un système de bandes rouges, dues à la transition $B \rightarrow A\ ^2\Sigma^+$ a été observé dans un arc, entre 7900 et 8700 Å par K. K. Innes (51 bis] ; ce système serait 20 fois moins intense que les bandes vertes.

On trouve dans la table des constantes [53] une description complète du spectre d'Al O et les constantes moléculaires.

2. *Formation. Stabilité de Al O.*

Si les arcs et les fils explosifs donnent de précieux renseignements sur le spectre d'Al O, on dispose d'autres méthodes plus précises pour étudier la formation et la stabilité du radical Al O.

H. G. Wolfhard [54] a observé que l'aluminium finement divisé donnait, dans la flamme, un spectre de Al O mais ce sont L. Brewer et A. W. Searcy [55] qui ont fait par la méthode de diffraction des rayons X, la première étude thermodynamique du système Al + O en chauffant des mélanges d'aluminium et d'alumine dans des récipients en corindon, à 1466 — 1853 °K. Al_2O prédomine en présence d'aluminium ou d'un autre métal réducteur, tandis qu'on observe Al O quand l'alumine est vaporisée seule.

$$Al_2O_3\ (s) \rightarrow 2\ Al\ O\ (g) + O\ (g)$$

$$\Delta H_{298} = 456 \pm 10\ Kc.$$

Bien que H. V. Wartemberg [56] n'ait pu retrouver ces résultats, ils sont confirmés par M. Hoch et H. L. Johnson [57] qui ont appliqué la technique des rayons X à haute température pour l'étude des réactions :

$$(1) \quad 4\ Al\ (l) + Al_2O_3\ (s) \rightarrow 3\ Al_2O\ (s)$$

et

$$(2) \quad Al\ (l) + Al_2O_3\ (s) \rightarrow 3\ Al\ O\ (s),$$

entre 1100 et 1500 °C on observe la réaction (1), la réaction (2) au-dessus de 1600 °C, le domaine des températures intermédiaires étant le siège des deux réactions. V. A. MEDVEDEV [58] a également montré par la méthode de KNUDSEN que l'alumine chauffée à 2300 — 2600 °K se dissociait en donnant Al O et O.

Enfin E. M. DA SILVA et P. WHITE [59] ont montré que les propriétés diélectriques d'une couche d'aluminium évaporée sous 10^{-3} mm Hg d'oxygène, étaient celle d'un sous oxyde Al O.

W. X. WHITE, J. S. RINEHART et W. A. ALLEN [60] ont étudié l'oxydation partielle de la peau des projectiles (5 à 6 km/sec) comme le magnésium et le titane, l'aluminium donne un oxyde M O reconnaissable à son spectre. Cette étude a été reprise par W. A. ALLEN et E. B. MAYFIELD [61] et par W. C. WHITE [62] qui a étudié le temps pendant lequel le spectre d'Al O restait visible.

DESCRIPTION DES EXPÉRIENCES

L'essentiel de nos résultats est déduit des observations effectuées le 24 mai 1962, d'une explosion de 58 kg d'exogène tolite à H_0 = 19 h 43 mn 32 s T. U. à l'altitude de 170 km au dessus d'Hammaguir (Algérie). Cette charge était portée par une fusée Véronique tirée à 19 h 40 T. U. (angle de dépression solaire 9°) [63, 64].

Les conditions de tir sont les mêmes que pour le cyanogène. Un pot de sodium « traceur », solidaire de la pointe explosive, est mis à feu 60 s avant l'explosion. Les opérateurs disposent donc de plusieurs dizaines de secondes pour pointer leurs appareils au point précis où se produira l'explosion. On obtient de cette façon des informations sur les premières secondes suivant l'explosion.

Nous avons également exploité deux autres tirs

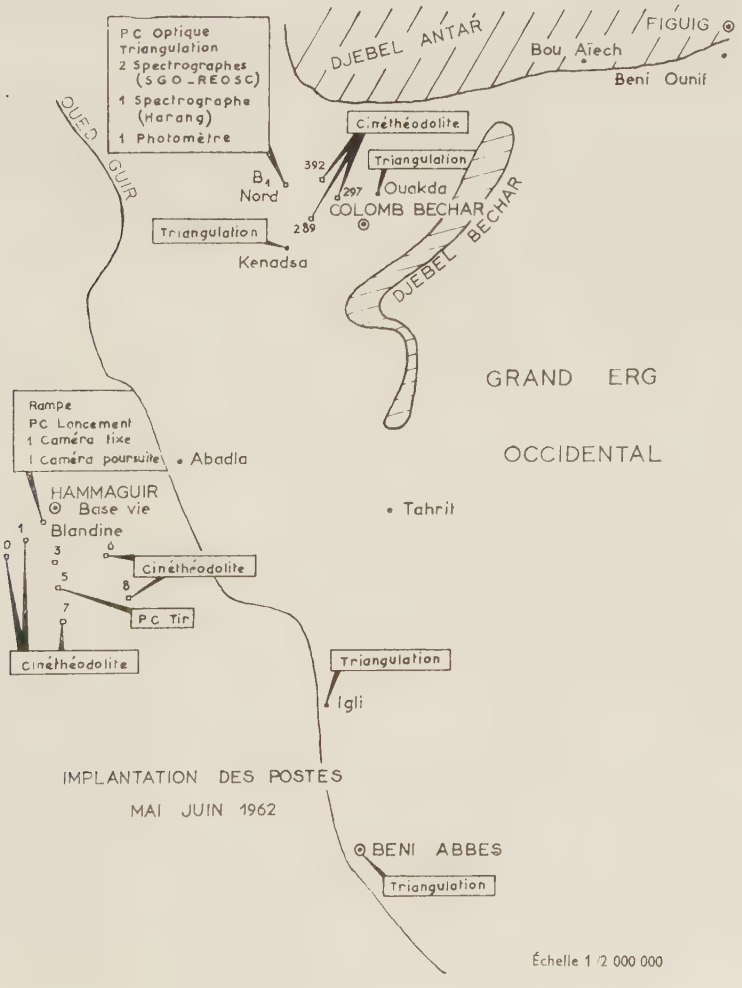

FIG 12

explosifs, à des altitudes différentes, dont les informations, moins détaillées que celles obtenues sur le tir du 24 mai, nous ont tout de même donné une confirmation de la validité de nos mesures.

Tir à Hammaguir le 6 juin 1962 à 19 h 47 mn T. U. d'une fusée Véronique portant une charge de 58 kg d'exogène tolite ayant explosé à 19 h 50 mn 33 s T. U. comme pour la fusée précédente, l'explosion était précédée d'un nuage de sodium « traceur ».

Tir à Églin (Floride) le 1er novembre 1962 à 5 h 25 mn locales d'une fusée Nike Cajun (Ruby) portant une charge de 3,66 kg d'explosif (sans traceur) ayant explosé à 5 h 27 mn 30 s.

Nous avons représenté figure 12 l'emplacement des postes d'observation optique, pour les tirs du 24 mai et du 6 juin à Hammaguir, dont les résultats sont exploités dans ce mémoire.

Restitution altimétrique et expansion du nuage.

Jusqu'à l'instant de l'explosion, la fusée est suivie par des cinéthéodolites situés à proximité du point de tir.

Le nuage et ses déformations sont ensuite restitués par triangulation au moyen de caméras aviation K24. Y. Boublil [65] a décrit en détail la méthode suivie. La restitution photogrammétrique est effectuée par l'Institut Géographique National d'après la méthode de J. Hurrault [66].

— Tir du 24 mai : L'explosion a eu lieu à l'altitude de 168 km. Le centre du nuage est ensuite resté à l'altitude de 170 km pendant les 17 minutes où il était visible.

— Tir du 6 juin : L'explosion a eu lieu à l'altitude de 185 km (cinéthéodolite) et la restitution altimétrique fixe à 210 km l'altitude moyenne du nuage qui est resté visible pendant 25 minutes.

— Tir du 1er novembre : L'explosion a eu lieu à 117 km et le nuage, visible 6 minutes, est resté à cette altitude.

A. Informations photométriques.

Description du photomètre à 4 Couleurs.

L'explosion a été suivie au moyen d'un photomètre à 4 couleurs, conçu par J. Blamont et G. Courtes et réalisé par J. Bereyziat, que nous allons décrire sommairement (fig. 13).

L'appareil comporte 4 photomultiplicateurs montés en batterie, chacun étant précédé d'une lunette d'un champ de 6° et d'un filtre interférentiel de 150 Å de bande passante, ces filtres étant centrés respectivement sur 3914, 4850, 5577 et 6300 Å. Les photomultiplicateurs RCA sont réfrigérés à — 15 °C ; les trois premiers sont du type 6199 et le dernier du type 7102.

Une alimentation haute tension MESCO avec un diviseur de tension à 10 plots permet de faire varier la tension d'alimentation des photomultiplicateurs de 190 à 800 V. A la sortie de chacun des tubes, un électromètre suivi d'un amplificateur à 6 positions d'atténuation, permet de faire varier de 1 à 200 le courant de sortie. Un enregistreur SEFRAM à déroulement rapide (5 mm/sec) et à faible constante de temps (1/10 sec) enregistre, sur 4 de ses 5 voies, les courants de sortie des 4 photomultiplicateurs. Un dispositif d'écrans mobiles permet de contrôler la valeur du courant d'obscurité en cours d'expérience.

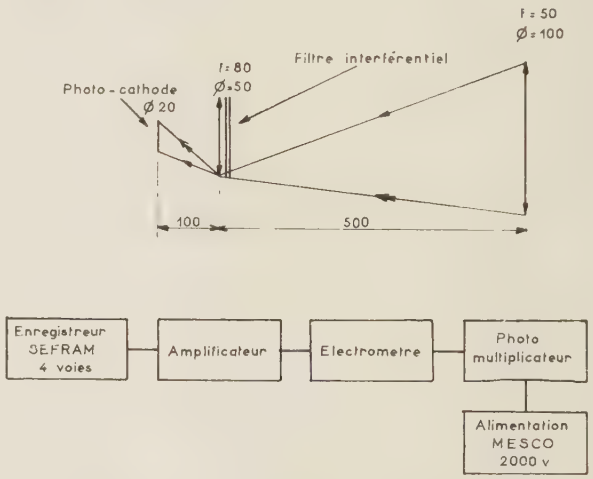

Fig. 13. — Schéma d'une des voies du photomètre à 4 couleurs.

Avant la mise en marche, on fixe les tensions d'alimentation et c'est en jouant sur les facteurs d'atténuation que l'on maintient le tracé de l'enregistreur sur la plage de lecture.

Le pot de sodium « traceur », mis à feu 60 secondes avant l'explosion, permet de pointer l'appareil. Toutes les deux minutes environ, on vérifie le courant d'obscurité et on mesure l'intensité du fond de ciel en pointant l'appareil vers une région du ciel éloignée du lieu de l'explosion. L'appareil est ensuite ramené à sa position initiale.

Interprétation des résultats.

1. *Observation de la formation du nuage.*

Nous avons reproduit, figure 14 l'enregistrement des 40 premières secondes de l'explosion du tir du 24 mai.

Courbe I. — On cherchait à observer à 3915 Å les bandes positives de l'azote. Le léger signal enregistré est dû en réalité au doublet de l'aluminium ($^2S - {}^2P_{3/2\,1/2}$) à 3944 et 3961,5 Å dont la présence a été mise en évidence sur deux spectres d'une explosion analogue du 6 juin 1962, à l'aide du spectrographe REOSC $f/2$ réglé dans le 4e ordre (pellicule 103 aO). Les temps de pose étaient les suivants :

Ho à Ho + 2′ (1) et Ho + 2′ à Ho + 25′ (2)

(Ho étant l'instant de l'explosion).

Sur la plaque (1), on voit qu'il se superpose au doublet de l'aluminium, pendant les premières secondes ; le spectre solaire diffusé par les produits de l'explosion, ce spectre (bien reconnaissable à la présence des raies H et K à 3933,7 et 3968,5 Å), occupe une hauteur sur la plaque correspondant à un nuage de dimensions angulaires de 5′ soit un diamètre de 100 m environ.

Courbe II. — On enregistre à 4860 Å la bande 0 — 0 de la transition A $^2\Sigma^+$ — X $^2\Sigma^+$ de Al O, le fond continu de diffusion solaire est inférieur au 1/10 de l'intensité totale (par comparaison à la voie I). Le processus de formation de Al O dure 2-3 secondes. A la lumière des travaux concernant la formation de Al O, et en particulier ceux de Da Silva et White [59] on peut supposer que l'aluminium vaporisé à haute température au cours de l'explosion se combine à l'oxygène atmosphérique en même temps qu'il se refroidit. Au bout

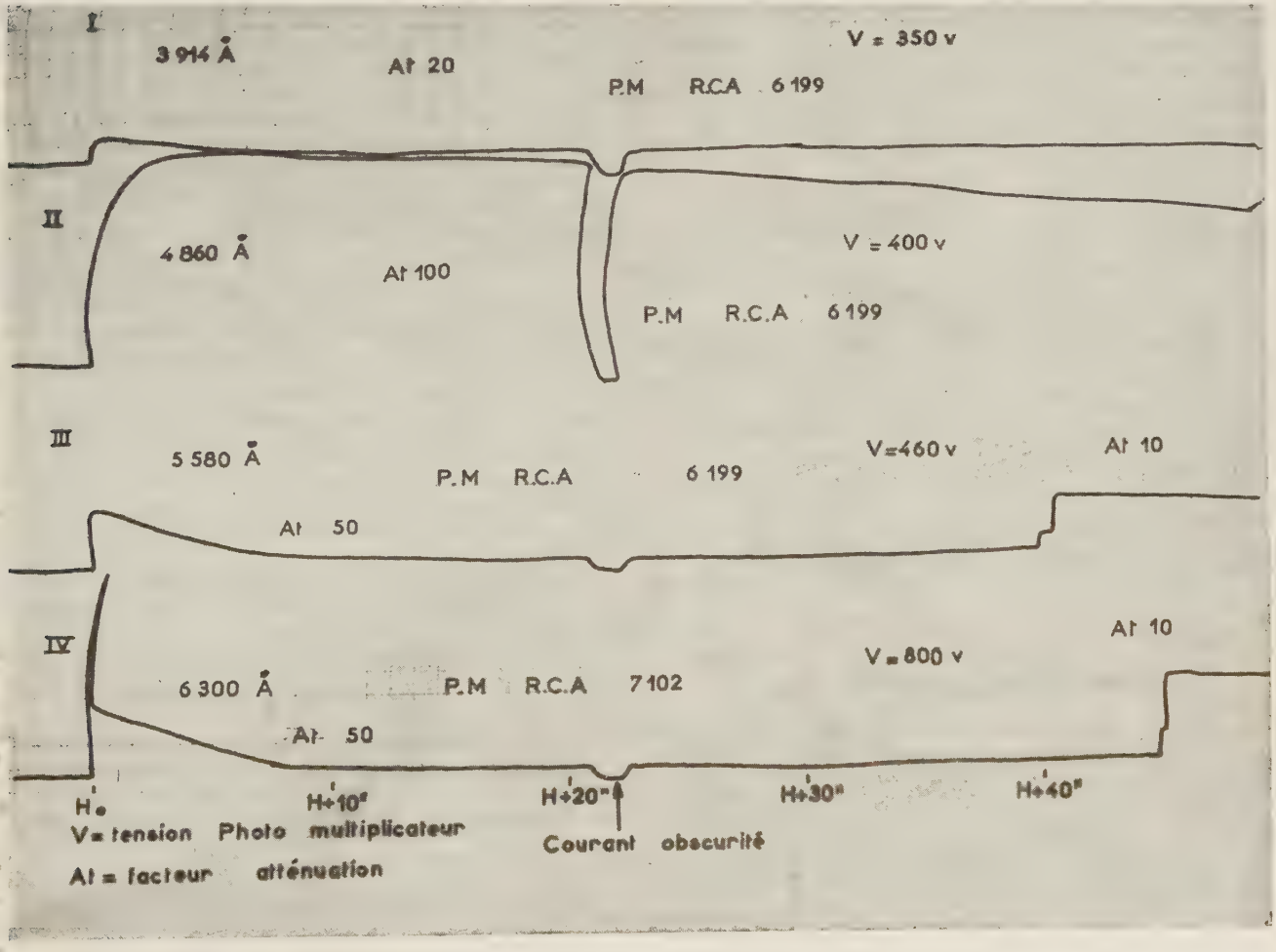

Fig. 14. — Enregistrement photométrique du début de l'explosion.

de 2 secondes (soit 10 à 20 chocs à 170 km d'altitude), l'aluminium se trouve à la température ambiante et n'est plus capable de réagir avec l'oxygène ce qui expliquerait que l'on continue à observer le spectre de l'aluminium pendant toute la durée du crépuscule. Cette hypothèse semble confirmer par l'enregistrement analogue fait le 6 juin 1962 sur une explosion de 58 kg d'exogène tolite à 185 km d'altitude : Al O atteint son intensité maximum non plus en 2 s mais en 4 s, or la fréquence de collision est plus faible à cette altitude.

Courbes III et IV. — La courbe III correspond à la raie verte à 5577,3 Å due à la transition interdite S — D de l'oxygène (durée de vie de l'état S : 1 seconde) tandis que la courbe IV correspond à la raie rouge à 6300,4 Å due à la transition interdite ^1D — ^3P de l'oxygène (durée de vie de l'état ^1D : 100 secondes).

Si l'on met à part le pic du début de la courbe IV, on constate que les deux courbes sont parallèles. Étant donné les durées de vie des états excités, ce parallélisme n'est explicable que de deux façons :

1. Il s'agit d'un spectre de diffusion solaire ; cette hypothèse très vraisemblable sera vérifiée au cours d'une prochaine campagne lors de laquelle nous enregistrons l'intensité du nuage entre 5600 Å et 5800 Å.

2. Les différences de durée de vie des états excités n'apparaissent pas ; il faut supposer qu'un processus de désexcitation, commun aux deux raies, réduit les durées de vie réelles à un temps petit devant une seconde (désexcitation par chocs ou par réaction chimique, avec Al par exemple). Chacun des signaux durant environ 10 secondes, il est nécessaire d'imaginer que le processus d'excitation dure également une dizaine de secondes.

La pointe de début de la courbe IV est due, selon toute vraisemblance, à la raie rouge de l'oxygène : les atomes d'oxygène, excités par l'explosion, retournent à l'état initial à la suite de chocs, ce qui explique que le signal disparaît en 1/5e de seconde environ.

2. *Observation de l'évolution du nuage.*

Seule la bande 0 — 0 de Al O (4860 Å) est assez intense par rapport au fond de ciel pour qu'on puisse l'enregistrer pendant les vingt minutes où le nuage reste visible (fig. 15).

L'enregistrement effectué sur le tir du 6 juin 1962 est analogue au précédent.

On distingue deux parties : une partie quasi rectiligne suivie à $H_0 + 16'$ d'une décroissance rapide de la luminance du nuage correspondant au moment où ce dernier n'est plus éclairé par le soleil. Nous allons étudier la partie quasi rectiligne.

Épaisseur optique du nuage : cette étude s'effectue à partir de la luminance de la séquence $\Delta v = 0$.

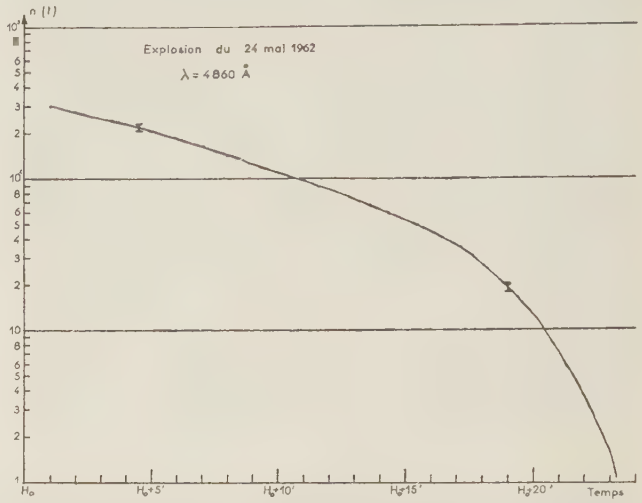

FIG. 15. — Enregistrement photométrique de la séquence $\Delta v = 0$ de la transition A $^2\Sigma+$ — X $^2\Sigma+$ de la molécule Al O.

Les dimensions angulaires du nuage étant rapidement supérieures au champ du photomètre, l'enregistrement de l'éclairement énergétique du photomultiplicateur permet de calculer la luminance moyenne du nuage.

On connaît le facteur d'amplification de l'ensemble amplificateur-électromètre ; à $H_0 + 3'$, le courant du photomultiplicateur est de 2×10^{-9} A, en prenant un facteur de transmission de 30 % pour l'ensemble de l'optique et du filtre interférentiel, tout se passe comme si le courant de sortie était de 6×10^{-9} A.

La sensibilité du photomultiplicateur à 4000 Å est de 22300 A/w (Notice technique RCA) pour une tension de 1000 volts ; le facteur d'amplification du courant est alors égal à 600000 ; à 400 volts il n'est plus que de 700 ; ; d'autre part, la sensibilité à 4800 Å est 80 % de ce qu'elle est à 4000. Dans les conditions d'utilisation, la sensibilité du photomultiplicateur était donc :

$$S = \frac{22300 \times 700 \times 80}{600000 \times 100} = 20{,}8 \text{ A}/w.$$

L'énergie lumineuse reçue par la photocathode est E

$$E = \frac{I}{S} = 2{,}9 \times 10^{-3} \text{ erg sec}^{-1}.$$

I = courant de sortie du photomultiplicateur $= 6 \times 10^{-9}$ A.

La surface éclairée de la photocathode est $s = 3{,}14$ cm^2 ; celle-ci reçoit donc un éclairement énergétique :

$$e = \frac{E}{s} = 0{,}92 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}.$$

On peut alors calculer la luminance du nuage B

$$e = B\,\frac{s'}{d^2} \quad \text{et} \quad B = 4{,}7 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1},$$

$\frac{s'}{d^2}$ est l'angle solide sous lequel on voit, de la photocathode, la dernière lentille (diaphragme) du montage. L'intensité moyenne est donc :

$$\frac{4\pi \times 10^{-6}}{h\nu}\,B = 15 \text{ kilo Rayleigh à H} + 3',$$

A $H_0 + 18'$, cette intensité n'est plus que de 1,5 kilo Rayleigh. Ces résultats sont à 20 % près.

Nous allons en déduire l'épaisseur optique du nuage et le temps moyen séparant deux processus d'excitation pour une molécule.

Calculons le flux de photons efficaces (photons susceptibles d'exciter un radical Al O à l'état A $^2\Sigma^+$).

Tout se passe comme si toutes les molécules étaient rassemblées sur un seul niveau et qu'on n'ait qu'une raie d'absorption. Nous remplaçons son profil par un créneau de même surface, de largeur $\delta\nu$ et dont le coefficient d'absorption est égal à celui du minimum du profil réel.

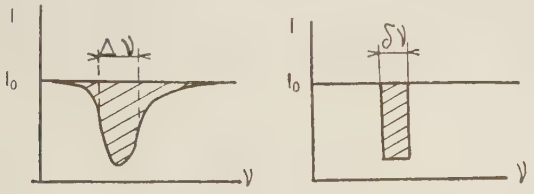

Fig. 16. — I_0 = intensité incidente I = intensité transmise.

Soit $\Delta\nu$ la largeur à mi-hauteur du profil réel ; cet élargissement peut être naturel.

$$\Delta\nu_N = \frac{1}{2\pi\tau},$$

ou Dopplerien :

$$\Delta\nu_D = 1{,}67\,\frac{\nu}{c}\sqrt{\frac{2RT}{\mu}}.$$

τ = durée de vie à l'état excité.

μ = masse moléculaire.

R = constante des gaz parfaits.

Pour une transition permise, $\tau > 10^{-8}$ sec et $\Delta\nu_N < 10^9$ tandis qu'à 800 °K $\Delta\nu_N = 1{,}5 \times 10^9$.

En première approximation, on négligera la largeur naturelle. Calculons la largeur équivalente $\delta\nu$ du créneau :

$$\text{(XXI)} \quad \delta\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{\nu}{\Delta\nu_D}\right)^2} d\nu = \Delta\nu_D \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{\nu}{\Delta\nu_D}\right)^2} \frac{d\nu}{\Delta\nu_D}.$$

soit

$$\delta\nu = \sqrt{\pi}\,\Delta\nu_D = 2{,}75 \times 10^9,$$

à 4800 Å :

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c}\,\delta\nu = 2{,}3 \times 10^{-2} \text{ Å}.$$

Le flux énergétique du soleil à 4800 Å est de 217 erg cm^{-2} Å^{-1} sec^{-1} à une distance d'une unité astronomique [67]. (Ce résultat se retourne en assimilant le soleil à un corps noir à T = 5800 °K.)

L'Atlas d'Utrecht [36] montre qu'il n'y a pas de coïncidence particulière des raies de Fraunhofer avec des bandes de Al O ; on comptera donc une énergie utile $\Phi = 217$ erg cm^{-2} Å^{-1} sec^{-1}.

D'où, le flux de photons utiles à travers une « fenêtre » de $2{,}3 \times 10^{-2}$ Å :

$$\Phi = \frac{217}{h\nu} \times 2{,}3 \times 10^{-2} = 1{,}3 \times 10^{12} \text{ photons cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}.$$

La projection du nuage sur un plan perpendiculaire aux rayons lumineux est approximativement un cercle de 10 km de rayon soit $3 \cdot 10^{12}$ cm^2 le nuage lui-même étant assimilé à une sphère de 10 km de rayon (4×10^{18} cm^3).

Al O est formé au moment de l'explosion par la vaporisation du cône d'aluminium de la fusée (essentiellement celui du détonateur) ; dans ces conditions on peut fixer à 215 grammes la limite supérieure de la quantité d'oxyde d'aluminium formé, soit une concentration de 10^6 molécules par cm^3.

L'aire de la raie d'absorption est donnée par la théorie [16] :

$$\text{(XXII)} \qquad \int K(\lambda)\,d\lambda = \frac{\lambda_0^4}{8\pi c}\,\frac{g^2}{g_1}\,\frac{N}{\tau},$$

$K(\lambda)$ = coefficient d'absorption.

g_2/g_1 = poids statistiques des niveaux supérieurs et inférieurs (égal à 1 dans le cas d'une transition $\Sigma - \Sigma$).

N = concentration.

Soit K_1, le coefficient d'absorption du créneau équivalent, on a :

$$\int K(\lambda)\,d\lambda = K_1\,\delta\lambda \quad \text{et} \quad I = I_0\,e^{-K_1 l} \text{ (loi de Beer)}.$$

On en déduit

$$K_1 l = 4 \times 10^{-14} \frac{N}{\tau} \quad (a).$$

La luminance du nuage va nous fixer une valeur de son épaisseur optique $K_1 l$.

Nous allons faire deux approximations :

α) Avec un champ de 6°, le photomètre voit du nuage un disque de 20 km de diamètre ; nous considérerons donc que le photomètre voit la plus grande partie du nuage et, *à fortiori*, reçoit la majeure partie de la lumière émise dans sa direction puisque le centre du nuage est la partie la plus lumineuse (approximation valable pour les premières minutes de l'expansion du nuage).

β) Nous assimilerons le nuage à un cube.

Il reçoit une intensité solaire uniforme, déjà calculée et émet, par fluorescence une intensité moyenne i mesurée par le photomètre.

Pour une surface de 1 cm² et en photons par sec.

$$I_0 = 13 \times 10^{11}, \quad \text{et} \quad i = 1{,}5 \times 10^{10} \times 2 \times 2\pi = 1{,}9 \times 10^{11},$$

d'où

$$I \simeq 11 \times 10^{11},$$

d'après la loi de Beer :

$$\frac{I}{I_0} = 0{,}85 = e^{-K_1 l},$$

et

$$K_1 l = 0{,}15.$$

d'après l'équation (XXII) on en déduit la relation :

$$\tau = 2{,}7 \times 10^{-13} N.$$

D'où le tableau :

N	τ	R
10^5	$2{,}7 \times 10^{-8}$	1
5×10^5	$1{,}3 \times 10^{-7}$	2×10^{-1}
10^6	$2{,}7 \times 10^{-7}$	10^{-1}

R étant le nombre de processus de fluorescence subis par une molécule en une seconde :

$$i = l.N.R,$$

l étant l'arête du cube ayant le même volume qu'une sphère de 10 km de rayon.

On en déduit qu'à $H_0 + 3'$ le nuage était déjà optiquement mince. La durée de vie de l'état excité étant probablement comprise entre 2.10^{-8} et 2.10^{-7} sec, la quantité de Al O formée est de 20 à 100 g et le temps séparant deux processus d'excitation pour une molécule de l'ordre de 1 à 10 secondes.

B. Informations spectroscopiques.

Spectrographes

Nous disposions de deux spectrographes montés sur affûts :

— Spectrographe à réseau REOSC (*f*/2,3), réglé dans le 3e ordre entre 4400 et 5200 Å. Sa dispersion est alors de 30 Å/mm et il sépare 1,5 Å pour une fente de 15/100. Le film utilisé était de la pellicule Kodak 103 aD.

— Spectrographe SGO à prisme de verre, ouvert à *f*/0,7 utilisé avec une fente de 20/100 ce qui permet de séparer pratiquement de 8 à 12 Å entre 4600 et 5100 Å. La dispersion vers 5000 Å est de 250 Å/mm. On utilisait des plaques Kodak 103 aF.

Nos 2 spectrographes sont étalonnés en longueur d'onde à l'aide d'une lampe spectrale à Argon.

En outre, une équipe norvégienne de l'Université d'Oslo (sous la direction du Pr Harang), munie d'un spectrographe à enregistrement photométrique, a pris des spectres de l'explosion du 6 juin.

Documents

Les spectres suivants ont été obtenus :

1. *Tir du 24 mai 1962.*

a) Spectrographe REOSC :

Cliché	Début de pose	Fin de pose
1	H_0	$H_0 + 1'30''$
2	$H_0 + 2'30''$	$H_0 + 4'30''$
3	$H_0 + 5'30''$	$H_0 + 20'$

L'enregistrement photométrique du spectre fait apparaître (fig. 17) les bandes de la transition $A\ ^2\Sigma^+ — X\ ^2\Sigma^+$

1) Séquence $\Delta v = -1$:

	$v' - v''$	λ
	—	—
a	2 — 3	5123,3
b	1 — 2	5102,1 Å
c	0 — 1	5079,3

2) Séquence $\Delta v = 0$:

	$v' - v''$	λ
	—	—
d	1 — 1	4866,4
e	0 — 0	4842,3

3) Séquence $\Delta v = +1$:

	$v' - v''$	λ
	—	—
f	3 — 2	4694,6
g	2 — 1	4672,0
h	1 — 0	4648,2

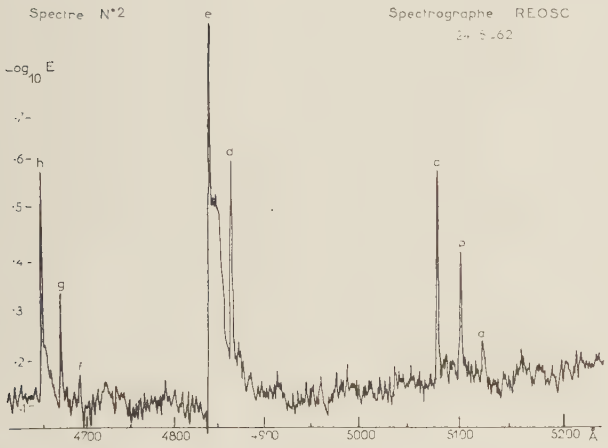

Fig. 17.

b) Spectrographe SGO :
Plaque 24, 5, 2, 2, 1.

N° du spectre	Début de pose	Fin de pose
—	—	—
1	$H_0 - 1'$	H_0
2	H_0	$H_0 + 30''$
3	$H_0 + 30''$	$H_0 + 1'$
4	$H_0 + 1'$	$H_0 + 1'30''$
5	$H_0 + 1'30''$	$H_0 + 2'30''$
6	$H_0 + 2'30''$	$H_0 + 3'30''$
7	$H_0 + 3'30''$	$H_0 + 4'30''$
8	$H_0 + 4'30''$	$H_0 + 5'30''$
9	$H_0 + 5'30''$	$H_0 + 6'30''$
10	$H_0 + 6'30''$	$H_0 + 7'30''$
11	$H_0 + 7'30''$	$H_0 + 8'30''$
12	$H_0 + 8'30''$	$H_0 + 9'30''$
13	$H_0 + 9'30''$	$H_0 + 11'30''$
14	$H_0 + 11'30''$	$H_0 + 11'40''$

Plaque 24, 5, 2, 1, 1.

N° du spectre	Début de pose	Fin de pose
—	—	—
1′	$H_0 + 12'$	$H_0 + 15'$
2′	$H_0 + 15'$	$H_0 + 18'$
3′	$H_0 + 18'$	$H_0 + 21'$
4′	$H_0 + 21'$	$H_0 + 27'$
5′	$H_0 + 27'$	$H_0 + 42'$
6′	$H_0 + 42'$	$H_0 + 52'$

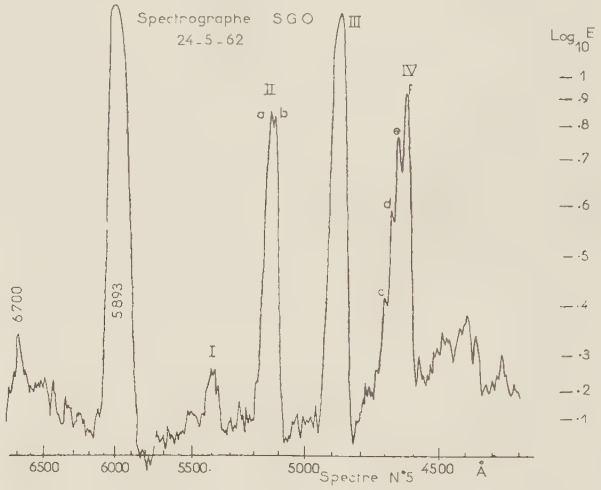

Fig. 18. — Spectre crépusculaire du nuage émis par l'explosion

Sur l'enregistrement microphotométrique d'un spectre (fig. 18) on observe :

— vers 6700 Å une raie due probablement à l'aluminium ;

— à 5893 Å : le doublet du sodium saturé ;

— 4 séquences I, II, III et IV de la transition $A\ ^2\Sigma^+ - X\ ^2\Sigma^+$ d'Al O :

I : séquence $\Delta v = -2$ peu intense et diffuse, comprenant les bandes :

v'	v''	λ (tête de bande) Å
—		—
1	3	5357,7
0	2	5337,0

II : séquence $\Delta v = -1$ où l'on sépare bien 2 bandes nettes et intenses :

	v'	v''	λ
	—		—
a	1	— 2	5102,1
b	0	— 1	5079,3

et plus difficilement sur quelques spectres

v'	v''	λ
—		—
2	— 3	5123,3

III : séquence $\Delta v = 0$, saturée, où l'on ne distingue pas les bandes les plus intenses du système :

v' — v''	λ
1 — 1	4866,4
0 — 0	4842,3

IV : séquence $\Delta v = +1$ où l'on distingue 4 pics très nets correspondant aux bandes :

v' — v''	λ
c 4 — 3	4715,5
d 3 — 2	4697,9
e 2 — 1	4672,0
f 1 — 0	4648,2

2. *Tir du 6 juin 1962.*

a) Spectrographe REOSC :

Ce spectrographe était réglé dans le 4e ordre pour l'étude de l'ultra violet entre 3600 et 4050 Å (pellicule 103 aO) :

Cliché	Début de pose	Fin de pose
1	H_0	$H_0 + 2'$
2	$H_0 + 2'$	$H_0 + 25'$

Sur l'enregistrement photométrique des spectres on observe :

λ	
3944 Å	doublet de l'aluminium $^2S - {}^2P_{3/2\,1/2}$,
3961,5	

et sur le spectre n° 1 le spectre solaire diffusé pendant les premières secondes de l'explosion.

b) Spectrographe SGO :

Plaque 7, 6, 2, 2, 1.

N° du spectre	Début de pose	Fin de pose
1	$H_0 - 1'$	H_0
2	H_0	$H_0 + 30''$
3	$H_0 + 30''$	$H_0 + 1'$
4	$H_0 + 1'$	$H_0 + 1'30''$
5	$H_0 + 1'30''$	$H_0 + 2'30''$
6	$H_0 + 2'30''$	$H_0 + 3'30''$
7	$H_0 + 3'30''$	$H_0 + 5'30''$
8	$H_0 + 5'30''$	$H_0 + 7'30''$
9	$H_0 + 7'30''$	$H_0 + 9'30''$
10	$H_0 + 9'30''$	$H_0 + 16'$
11	$H_0 + 15'$	$H_0 + 20'$
12	$H_0 + 20'$	$H_0 + 30'$
13	$H_0 + 30'$	$H_0 + 45'$

Ces spectres présentent les mêmes raies et bandes que celles des spectres du 24 mai.

3. *Tir du 1er novembre.*

Seul le spectrographe REOSC était engagé dans cette campagne. Il était réglé comme pour le tir du 24 mai.

Il n'a été pris qu'un spectre de cette explosion : de Ho — 15′ à Ho + 7′, le lever du soleil interdisant une exposition plus longue. La charge explosive était très faible et l'altitude peu élevée ; la luminance du nuage était donc très faible et seule la bande 0 — 0 de la transition $A\,^2\Sigma^+ - X\,^2\Sigma^+$ de Al O apparaît sur le spectre.

Tous nos spectres sont étalonnés photométriquement par la méthode du coin de Barbier-Soleillet [68] avec une lampe spectrale au cadmium.

1. Température de rotation.

C'est sur la bande 0 — 0, la plus intense, que nous avons fait des mesures. Seuls les spectres pris à l'aide du spectrographe REOSC sont utilisables, la résolution des autres spectrographes étant insuffisante.

Nous avons utilisé la branche P, en tenant compte du retour de la branche R.

Les autres bandes de la séquence $\Delta v = 0$ ne sont pas gênantes car elles ne se superposent pas à la bande 0 — 0. (La bande 1 — 1 a sa tête à 4866 Å.)

a) *Méthode de reconstitution des spectres.*

La fonction d'appareil du spectrographe étudiée avec une lampe à argon révèle un pouvoir séparateur de 1,5 Å dans le domaine étudié alors que la distance séparant deux raies varie de 0,3 à 0,8 Å. Cette résolution insuffisante nous a obligé à employer une méthode de reconstitution.

En prenant pour chaque raie le nombre d'ondes donné par Pomeroy [21], nous avons commencé par calculer, pour différentes températures, le logarithme de la population de chacun des niveaux de rotation du niveau $v'' = 0$ de l'état fondamental soit $\log N_J = f(J)$. Cette répartition est ensuite corrigée en ajoutant au terme $\log N_J$ le logarithme de l'intensité solaire excitatrice correspondante (branches P et R). On obtient ainsi la courbe $\log n_J = f(J)$, n_J étant ce que nous appellerons la population vraie du niveau J. Nous avons ensuite remplacé chaque raie par un triangle ayant pour ordonnée n_J et pour base 3 Å ce qui correspond

à un pouvoir séparateur de 1,5 Å en accord avec la fonction d'appareil. Puis nous avons calculé l'intensité I en chaque point en intégrant les contributions dues à chacune des raies (calcul effectué tous les 0,6 Å) et tracé la courbe log $I = f(\lambda)$. On obtient ainsi un faisceau de courbes correspondant à différentes températures (fig. 19) quant au calcul de la contribution de la branche R_J, étant donné que les probabilités de transition $\Delta J = +1$ et $\Delta J = -1$ sont égales, deux raies de même indice des branches P et R auront la même intensité, nous avons donc procédé comme pour la branche P et additionné les contributions des deux branches. Négligeable, jusqu'à 500 °K, le retour de la branche R modifie considérablement l'allure de la branche P à 900 °K. L'étape suivante exige la connaissance de la pente de la courbe d'étalonnage de la plaque : densité = K log I + cst.

Cette partie linéaire de la réponse de plaque est entièrement déterminée si l'on astreint la droite à passer par un point : ce point est choisi pour chaque température de telle façon que le maximum du spectre reconstitué coïncide avec celui de l'enregistrement. Les reconstitutions sont limitées vers les courtes longueurs d'onde car les raies sont trop resserrées, vu la résolution, pour que la méthode puisse encore s'appliquer ; tandis que vers le bas du spectre, celui-ci est trop sous-exposé.

Par la suite, nous avons établi un programme du produit de convolution des raies théoriques d'intensité n_J (T) par différents types de fonction d'appareil de largeurs différentes (IBM 650). Nous avons trouvé que la fonction d'appareil du spectrographe REOSC était proche du produit de convolution d'un rectangle par un triangle de même largeur à mi-hauteur. La reconstitution du profil s'effectue en calculant la valeur de l'intensité en 20 points distants de 1 Å. Le profil est normalisé en égalant à un la valeur de l'intensité maximum, il varie peu avec la largeur de la fonction d'appareil (entre 1,5 et 2,5 Å).

b) *Résultats.*

En superposant les spectres reconstitués aux enregistrements des spectres 1, 2 et 3 du 24 mai, on constate que les spectres théoriques correspondant aux températures de 700 et 800 °K sont très proches des profils expérimentaux, ce qui justifie l'hypothèse d'une répartition de Boltzman des molécules aux différents niveaux de rotation et montre que la température reste stationnaire depuis le début de l'explosion jusqu'à la disparition du nuage.

La précision est difficilement calculable, on peut l'estimer de l'ordre de cent degrés ; elle dépend dans une large mesure de l'exactitude de l'étalonnage de la plaque.

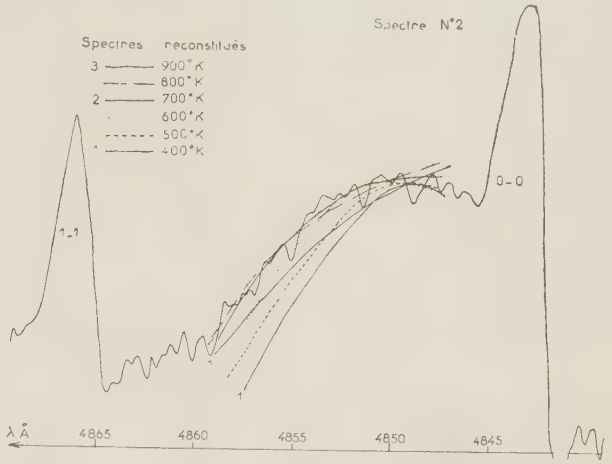

Fig. 19. — Aggrandissement du spectre de la fig. 17.

On adoptera la valeur

$$\theta\ ^{\circ}K = 730 \pm 100.$$

L'interprétation du tir du 1er novembre se fait de la même façon. Nous avons cependant été gênés par la faible intensité du spectre.

On a trouvé

$$\theta\ ^{\circ}K = 200^{+100}_{-50}.$$

Bien que peu précise, cette mesure confirme la validité de la méthode : la température de rotation semble bien égale à la température cinétique.

Les courbes de distribution log $n_J = f(J)$ sont d'autant plus resserrées que la température augmente, la précision décroît donc quand la température, très bonne vers 500 °K, augmente elle n'est que moyenne vers 800 °K.

Cette précision peut être améliorée par l'utilisation d'un spectrographe plus dispersif ou en prenant une molécule plus légère, comme Be O dont la séparation des raies de la branche P de la bande 0 — 0 (4710 Å) est de 1 Å.

2. Température de vibration.

Nous avons vu qu'on pouvait déduire la température cinétique d'une température de vibration d'un spectre de fluorescence sous deux conditions :

α) L'état électronique supérieur ne doit être peuplé que par un mécanisme d'absorption à partir de l'état électronique fondamental. L'enregistrement photométrique de la bande 0 — 0 nous a montré que la formation d'Al O était très rapide

et même si ce radical se trouve dans l'état électronique supérieur au moment de sa formation, ce mode de peuplement n'intervient plus au bout de 4 à 5 secondes. D'autre part, reportons-nous au diagramme des termes d'Al O (fig. 11). On voit que l'état A $^2\Sigma^+$ peut être peuplé à partir de B $^2\Sigma$. Pratiquement, cette transition est négligeable car l'état B $^2\Sigma$ est lui-même peuplé par absorption à 3020 Å, or l'intensité solaire est faible dans ce domaine et les transitions ultra-violettes de Al O sont beaucoup moins intenses que les « bandes vertes », remarquons encore que les molécules de l'état B $^2\Sigma$ peuvent redescendre directement, l'état X $^2\Sigma^+$.

β) Nous avons vu qu'un temps moyen de 1 à 10 secondes (10 à 100 chocs) sépare deux processus de fluorescence pour une molécule. Cela paraît insuffisant pour justifier une désexcitation par collisions dans l'état électronique fondamental, mais doit permettre l'émission spontanée ou induite d'un spectre de vibration ($\lambda = 10\ \mu$). N'ayant pas observé ce spectre, le seul critère dont nous disposons pour nous assurer que la répartition vibrationnelle des molécules est bien Boltzmannienne au moment de l'excitation, est la confrontation des spectres observés avec des spectres théoriques, construits dans l'hypothèse d'un processus de fluorescence tel que nous l'avons décrit.

a) *Intensités théoriques des têtes de bande.*

Avant de comparer les intensités des différentes têtes de bande, il faut s'assurer que celles-ci ont bien la même « composition ». En prenant pour B les valeurs données par Lagerqvist et en appliquant les formules XV et XVI on a :

Bande $v'v''$	J_m	$\Delta\lambda$ Å
—	—	—
00	16	2,36
01	19	3,12
10	14	1,95
11	16,5	2,54
12	19,5	3,33
21	14,5	2,05
23	21	3,46
24	26	4,72
31	13	1,71
32	15	2,12
34	21	3,57

On voit que les compositions des bandes de la séquence $\Delta v = +1$ sont très voisines, il en est de même pour celles de la séquence $\Delta v = -1$. Nous pouvons donc comparer les intensités des têtes de bandes de nos spectres aux intensités théoriques.

D'après la formule I*b*, nous avons calculé les populations des niveaux de vibration de l'état fondamental, ces populations varient nettement avec la température.

Les populations des différents niveaux de vibration de l'état excité sont calculées d'après l'équation (XIII). On a pris les valeurs des coefficients de Franck Condon calculées par Nicholls [49] et pour $\Theta_{v',K''}$, les résultats des mesures de Chalonge [69].

On obtient le tableau (2) en négligeant l'effet des raies de Fraunhofer (la région spectrale du rayonnement solaire excitateur correspondant aux principales transitions est pauvre en raies de Fraunhofer).

On peut maintenant calculer d'après la for-

TABLEAU 2

Populations des niveaux de vibration de l'état A $^2\Sigma^+$

T °K	500	600	700	800	900	1000	1100	1200	1300	1400	1500
N_0	70,29	68,4	66,37	64,36	62,44	60,6	58,73	56,74	55,37	53,83	52,42
N_1	23,19	23,7	24,21	24,71	25,20	25,6	25,98	26,33	26,48	26,67	26,87
N_2	5,50	6,40	7,33	8,24	9,12	9,95	10,71	11,44	12,04	12,62	13,15
N_3	1,05	1,46	1,94	2,47	3,03	3,31	3,88	4,59	4,99	5,52	5,96
N_4	0,02	0,06	0,12	0,21	0,34	0,50	0,69	0,90	1,12	1,36	1,60

Les indices 0, 1, 2... correspondent aux niveaux $v' = 0, 1, 2...$

TABLEAU 3

INTENSITÉS THÉORIQUES

Séquence $\Delta v = +1$

TEMP. / $v' - v''$	300 °K	400	500	600	700	800	900	1000	1100	1200	1300	1400	1500
1 — 0	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
2 — 1	25,3	28,1	32,4	35,4	39,8	43,8	48,5	53,1	56,4	59,4	62,2	64,7	66,9
3 — 2	0,3	0,4	0,6	3,6	10,4	12,9	15,6	18,2	21,0	24,5	26,5	29,1	31,2
4 — 3			0,1	0,2	0,56	0,9	1,59	2,5	3,4	4,4	5,5	6,6	7,7

Séquence $\Delta v = -1$

TEMP. / $v' - v''$	300 °K	400	500	600	700	800	900	1000	1100	1200	1300	1400	1500
0 — 1	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
1 — 2	45,5	46,7	49	51,4	53,4	56,4	59,2	62	64,9	68,1	70,2	72,7	75,2
2 — 3	9,5	11,0	13,4	16,8	19,7	22,2	24	27	30	33,1	35,7	38,5	41,2

mule (XIV) l'intensité des bandes des séquences $\Delta v = +1$ et $\Delta v = -1$ qui sont très voisines des branches de la parabole de CONDON du diagramme

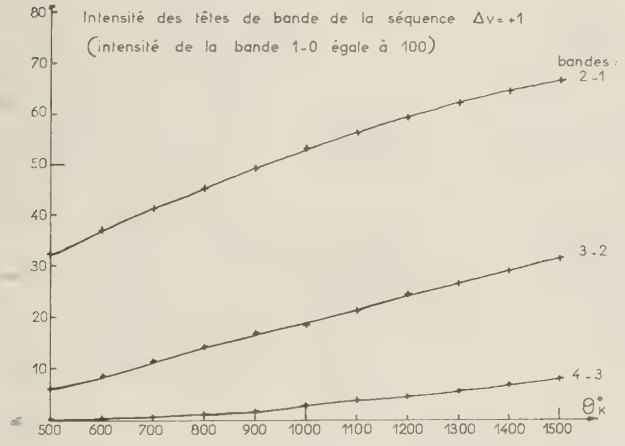

FIG. 20. — Calcul théorique de l'intensité des bandes de la transition $A\ ^2\Sigma+ - X\ ^2\Sigma+$ de Al O en fonction de la température, dans les conditions de l'expérience fluorescence crépusculaire.

de DESLANDRES. On obtient le tableau (3). Nous avons tracé les courbes donnant les intensités relatives des bandes de ces deux séquences en fonction de la température (fig. 20 et 21) en ramenant arbitrairement à 100 l'intensité des bandes 0 — 1 et 1 — 0. On voit qu'entre 500 et 1000 °K l'intensité relative de la bande 2 — 1 varie plus, en fonction de la température, que celle de la bande 1 — 2 ; dans cette gamme de tempé-

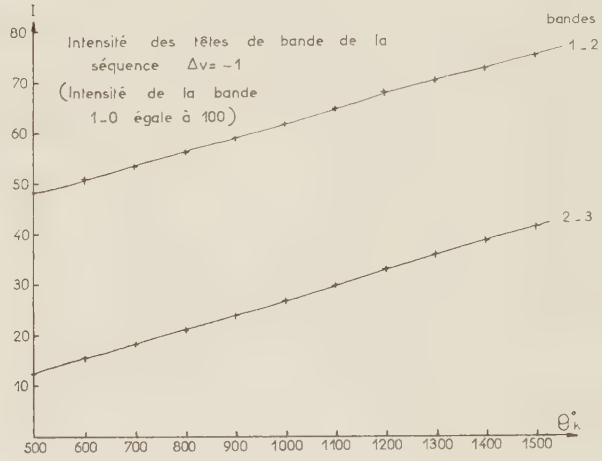

FIG. 21.

rature, la séquence $\Delta v = +1$ doit donc permettre une mesure plus précise de la température.

Remarquons que les 4 premières bandes de la séquence $\Delta v = +1$ se groupent sur un faible intervalle de longueur d'onde (65 Å) et la variation de la réponse spectrale de la plaque, comme celle de la transmission du prisme ou du réseau restent négligeables dans ce domaine.

Soit $\delta\lambda$ la résolution du spectrographe, si cette

résolution est très bonne ($\delta\lambda$ petit), un nombre restreint de raies contribuera à l'intensité de la tête de bande et inversement. Dans le premier cas, le calcul de l'influence des raies de FRAUNHOFER sur le peuplement de chacun des niveaux de rotation voisins de J_m se limitera à quelques raies, dans le cas inverse on peut négliger cette influence car le spectre solaire ne comporte pas de bandes de l'oxyde d'aluminium, ni de raies d'absorption profondes ou larges aux longueurs d'onde des transitions principales de peuplement des niveaux $v' = 1, 2, 3$ et 4. Cette approximation sera d'autant plus justifiée que $\delta\lambda$ sera plus grand, c'est-à-dire, qu'un nombre plus élevé de raies contribuera à l'intensité de la tête de bande. Un spectrographe à faible dispersion présente d'autre part l'avantage de donner des spectres dont les têtes de bande sont intenses, faisant ainsi apparaître les bandes issues des niveaux $v' = 3$ et 4. $\delta\lambda$ ne doit cependant pas être trop grand sinon les bandes se chevauchent.

Une bonne résolution serait : $\delta\lambda \simeq \frac{\alpha}{4}$, α étant la distance séparant deux têtes de bande d'une séquence, ici $\alpha \simeq 20$ Å et $\delta\lambda \simeq 5$ Å. Les résolutions des spectrographes dont nous disposons encadrent cette valeur.

b) *Mesure des éclairements.*

Pour tous les spectres nous avons tenu compte du fond de ciel.

Les têtes des bandes enregistrées sur le spectrographe REOSC se détachent nettement et la mesure de leur intensité n'offre pas de difficultés particulières : de leur éclairement total E il faut soustraire celui du fond de ciel déterminé à la base de la tête de bande. La résolution du spectrographe SGO ne permet pas une séparation aussi nette des bandes. Nous avons donc appliqué une méthode d'apodisation consistant à prolonger les différentes lignes de pente pour obtenir par différence, l'intensité de chacune des têtes de bande. Pour la première tête de bande (1 — 0), nous avons soustrait de son intensité totale, celle du fond de ciel. On gagne en précision en opérant sur un enregistrement microphotométrique agrandi.

c) *Résultats.*

Tir du 24 mai.

a. Spectrographe SGO : les spectres n° 5, 6, 7, 8 et 9 sont exploitables les autres étant surex-

TABLEAU 4

Spectre	Bande 1 — 0 intensité	Bande 2 — 1 intensité	Bande 2 — 1 température correspondante	Bande 3 — 2 intensité	Bande 3 — 2 température correspondante
—	—	—	—	—	—
n° 5	100	42,3	740 °K	19	1030 °K
6	100	43,3	780	10,8	710
7	100	38,1	660	14,5	850
8	100	41	710	10,5	700
9	100	36	610	12	760

TABLEAU 5

Spectre	Bande 1 — 0 intensité	Bande 2 — 1 intensité	Bande 2 — 1 température correspondante	Bande 3 — 2 intensité	Bande 3 — 2 température correspondante
—	—	—	—	—	—
n° 1	100	48,5	900 °K	9	640 °K
2	100	42	740	10	680
3	100	41,5	720	4,5	—

TABLEAU 6

Spectre	Bande 0 — 1 intensité	Bande 1 — 2 intensité	Bande 1 — 2 température correspondante	Bande 2 — 3 intensité	Bande 2 — 3 température correspondante
—	—	—	—	—	—
n° 1	100	61	970 °K	22	800 °K
2	100	51	630	15	550
3	100	56,5	800	14,6	500

posés. On a mesuré les intensités des têtes de bande de la séquence $\Delta v = +1$ (tabl. 4).

b. Spectrographe REOSC : les spectres 1, 2 et 3 sont exploitables. On a trouvé pour les intensités de la séquence $\Delta v = +1$: les valeurs reportées tableau 5 et pour celles de la séquence $\Delta v = -1$: les valeurs du tableau 6.

Tir du 6 juin.

Seuls les spectres 8 et 9 du spectrographe SGO sont exploitables (les autres sont surexposés).

TABLEAU 7

Spectre	Bande 1 — 0 intensité	Bande 2 — 1 Intensité	Bande 2 — 1 température correspondante
—	—	—	—
8	100	58	1170 °K
9	100	61	1260

On voit que les intensités trouvées cadrent bien avec les intensités théoriques ce qui justifie l'hypothèse d'un processus de fluorescence ; sinon, on trouverait pour les bandes issues des niveaux de vibrations supérieurs ($v' = 2, 3, 4...$) des intensités anormalement élevées.

Précision

On introduit une première erreur systématique dans le calcul des intensités théoriques car l'intensité solaire excitatrice $\Theta_{v'v''}$ n'est connue qu'avec une précision relative de 3 à 5 %. En première approximation on peut négliger l'erreur dans le calcul des coefficients de Franck Condon. On peut également négliger l'erreur due aux raies de Fraunhofer, car une mesure de température peut s'effectuer à partir de la détermination du rapport des intensités des têtes de bande 1 — 0 et 2 — 1 or nos spectres nous permettent le plus souvent de comparer également les têtes de bandes 1 — 0 et 3 — 2, et l'absence d'écarts systématiques entre ces températures indépendantes (pour nos deux spectrographes de résolutions différentes) démontre que notre méthode est correcte et qu'étant donnée la précision photométrique, l'erreur introduite en négligeant l'effet des raies de Fraunhofer est bien négligeable.

L'erreur la plus importante est due à la photométrie ; les mesures d'intensité sont à 7 % près.

Les températures mesurées sont donc à 150 °K près.

Nous retiendrons pour le tir du 24 mai une température moyenne de

$$\theta^{\circ}\mathrm{K} = 750 \pm 150,$$

qui confirme remarquablement la température de rotation précèdemment trouvée. Pour le tir du 6 juin :

$$\theta\ ^{\circ}\mathrm{K} = 1250 \pm 150.$$

Ce résultat est moins probant que le précédent car nous ne disposions que de 2 spectres de médiocre qualité ; d'autre part, à 210 km d'altitude la fréquence des chocs est faible (10 s) et il est possible que le processus de fluorescence précédemment décrit ne s'applique plus.

On peut espérer améliorer la précision jusqu'à 50 °K en utilisant un spectrographe séparant 5 Å et ayant une dispersion de 100 Å au mm à 5000 Å. Il faudrait d'autre part faire des poses un peu plus longues (3 à 5 mn) pour mesurer la température à partir du rapport d'intensité des bandes 3 — 2 et 4 — 3.

Mais c'est surtout en utilisant comme récepteur un photomultiplicateur qu'on améliorera la précision, éliminant par là l'erreur de photométrie photographique. Remarquons enfin que les paramètres moléculaires de la molécule MgO seraient mieux adaptés à cette mesure.

Précision altimétrique

Nous avons vu que les dimensions du nuage étaient importantes, l'existence d'un gradient de température et la variation de la densite atmosphérique entraînent donc une erreur sur la détermination de la température en un point. Le nuage est optiquement mince et les spectrographes donnent une intégration de la température des molécules Al O du nuage. M. Hersé [70] a montré que pour une diffusion moléculaire et dans les conditions du tir du 24 mai (angle de visée : 45°), tout se passe comme si on mesurait la température en un point situé au-dessus du centre initial du nuage. Cette différence d'altitude h varie en fonction du temps.

Temps	h en m
—	—
$H_0 + 10$ s	3,5
$H_0 + 50$ s	180
$H_0 + 100$ s	350
$H_0 + 300$ s	1200
$H_0 + 1000$ s	5000

La précision générale de nos mesures est insuffisante pour que nous ayons à tenir compte de cette correction.

CONCLUSIONS GÉNÉRALES

Nous avons échoué dans notre tentative d'observation de la fluorescence crépusculaire de radicaux cyanogène formés par thermolyse d'iodure de cyanogène à 130 km d'altitude, mais l'observation de nuages d'oxyde d'aluminium formés au cours d'explosions crépusculaires en haute atmosphère nous a permis de définir deux méthodes de mesure de températures ionosphériques, par fluorescence moléculaire, applicables entre 120 et 210 km.

1. L'étude de la branche P de la bande 0 — 0 de la transition

$$A\ ^2\Sigma^+ — X\ ^2\Sigma^+ \text{ de Al O},$$

entre 4842 et 4866 Å avec une séparation égale ou inférieure à 1,5 Å détermine une température de rotation.

2. La mesure de l'intensité des têtes de bande des séquences

$$\Delta v = +1 \quad \text{et} \quad \Delta v = -1,$$

et

(4640 — 4720 Å et 5075 — 5125 Å, respectivement)

du même spectre, observé avec un spectrographe lumineux séparant de 1 à 8 Å, détermine une température de vibration.

Les mesures effectuées par ces deux méthodes à 170 km donnent des températures qui coïncident avec celles fondées sur l'élargissement Doppler des raies de résonance du potassium (mesures de M. L. Lory).

En dessous de 120 km les radicaux Al O se recombinent et la fluorescence est éphémère (10 à 60 s), au dessus de 210 km, il est possible que la fréquence de collision soit trop faible pour permettre la réalisation d'un équilibre de Boltzmann.

Remerciements

Cette étude a été effectuée au Service d'Aéronomie du Centre National de la Recherche Scientifique. Je suis heureux d'exprimer ma reconnaissance à M. le Pr Blamont qui m'a donné l'idée de ce travail et m'a constamment encouragé.

Je remercie M. le Pr P. Swings dont les conseils m'ont été précieux et qui m'a permis d'utiliser les installations de l'Institut d'Astrophysique de Liège, ainsi que M. le Pr Amat qui a bien voulu s'intéresser à ce mémoire.

Je remercie également les Ingénieurs et les Techniciens du Centre d'Études du Bouchet pour l'accueil qu'ils m'ont réservé lorsque la mise au point de l'éjection du cyanogène m'a conduit à passer un mois dans leurs laboratoires.

Que l'ensemble des Techniciens et Chercheurs du Laboratoire, et parmi ceux-ci, plus particulièrement J. Béreyziat, G. Carpentier, P. Delache, M. Hersé et F. Roddier, trouvent ici le témoignage de ma gratitude pour leur aide efficace et amicale.

Manuscrit reçu le 3 *juin* 1964.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Blamont J., Hieblot J., et Selzer E., 1961, *C. R.*, **252**, 3317.

[2] Swings P., 1941, *Lick Obs. Bull.*, **19**, 131 ; 1942, *Rev. Mod. Phys.*, **14**, 190.

[3] McKellar A., 1942, *Rev. Mod. Phys.*, **14**, 179.

[4] Dufay J., Swings P., 1958, *Ann. Astro.*, **21**, n° 5, 260.

[5] Grudzinska S., 1960, *Ann. Astro.*, **23**, n° 5, 797.

[6] Fehrenbach C., Courtès G., 1949, *Ann. Astro.*, **12**, 66.

[7] Stawikowski A., Swings P., 1960, *Ann. Astro.*, **23**, n° 4, 585.

[8] Bates D. R., 1949, *Proc. Roy. Soc. A*, **196**, 217.

[9] Spectra of diatomic molecules : G. Herzberg, D. Van Nostrand Company Inc. Princeton New Jersey.

[10] Rudakov V. A., 1963, *Planetary and Space Science*, **11**, 59.

[11] Hunaerts J., Symposium Liège 1952, *Commu. Obs Royal de Belgique*, n° 49.

[12] Carrington T., 1962, *Ap. J.*, **135**, n° 3, 883.

[13] Hunaerts J., 1959, *Ann. Astro.*, **22**, n° 6, 790-812.

[14] Bennet R. G., Dalby F. W., 1962, *J. Chem. Phys.*, **36**, 399.

[15] Pecker J. C., Penchot, 1957, *Mem. Soc. Roy. Sci. Liège*, **18**, 352.

[16] Resonance Radiation and Excited Atoms. A. C. G. Mitchell et M. W. Zemansky (The MacMillan Compagny New York, 1934).

[17] Jakovleva A. V., 1950, *Izvestia Akad. Nauk SSSR (Physique)*, **14**, n° 4, 516.

[18] King A. S., 1925, *Ap. J.*, **62**, 238.

[19] Birge R. T., 1925, *Phys. Rev.*, **25**, 240.

[20] Mecke R., 1925, *Phys. Zeits*, **26**, 217.

[21] Pomeroy W. C., Birge R. T., 1926, *Phys. Rev.*, **27**, 107.

[22] Pomeroy W. C., 1926, *Phys. Rev.*, **27**, 640.

[23] Pomeroy W. C., 1927, *Phys. Rev.*, **29**, 59.

[24] Sen M. K., 1937, ind. *Jour. of Phys.*, **11**, 251.

[25] Roy D. C., 1939, ind. *Jour. of Phys.*, **13**, 231.

[26] Poggio M. A., 1962, Universitad Nac. de la Plata, departemento de Fisica D. F. U. L. P. 016.

[27] Bobson E., Dehalu F., 1937, *Bull. Acad. Roy. de Belgique Cl. Sc.*, **23**, 408.

[28] Dehalu F., 1937, *Bull. Soc. Roy. des Sc. de Liège*, **23**, 604.

[29] Coheur F., Rosen B., 1941, *Bull. Soc. Roy. des Sc. de Liège*, **10**, 176.

[30] Lagerqvist A., 1957, *Arkiv. för Fysik*, **12**, 543.

[31] Davis D. N., 1947, *Ap. J.*, **106**, 28.

[32] Hacker S. G., 1936, *Ap. J.*, **83**, 140.

[33] Babcock H. D., 1945, *Ap. J.*, **102**, 154.

[34] Iwanowska W., Mitchell W. E., Keenan P. C., 1960, *Ap. J.*, **132**, 271.

[35] Richardson R. ., 1931, *Ap. J.*, **73**, **216** ; 1933, **77**, 195.

[36] Minnaert M., Mulders et Houtgast : Photometric Atlas of the Solar spectrum, Amsterdam 1940.

[37] Thackeray A. D., 1947, *Nature*, **160**, 370.

[38] Popper D. M., 1947, *Astronom. J.*, **52**, 129.

[39] Keenan P. C., 1947, *Ap. J.*, **106**, 295.

[40] Merrill, 1941, *Ap. J.*, **94**, 171.

[41] Joy A. H., 1926, *Ap. J.*, **63**, 281.

[42] Baxandall F. E., 1928, Monthly Notices Roy. *Astronom. Soc. London*, **88**, 679.

[43] Swings P., Handbuch der Physik. Band L, *Astrophysik* 1, 109 Springer-Verlag Berlin 1958.

[44] Boublil Y., Thèse, Université de Paris 1962.

[45] Ornstein L. S., Brinkman H., 1931, *Proc. Acad. Sci. Amst.*, **34**, 497.

[46] Tawde N. R., Trivedi S. A., 1937, *Nature*, **140**, 463.

[47] Tawde N. R., Husain A. G., 1945, *Science et Culture*, **10**, 509.

[48] Tawde N. R., Korwar V. M., 1962, *Proc. of the Phys. Soc.*, **80**, 794.

[49] Nicholls R. W., 1962, *Can. J. Phys.*, **38**, 1705.

[50] Coheur F. P., Rosen B., 1941, *Mem. Soc. Roy. Sci. Liège*, **1941**, 405.

[51] Goodlett U. W., Innes K. K., 1959, *Nature*, **183**, 243.

[51 *bis*] Innes K. K., Innes R. H. C., Note inédite mentionnée dans Réf. 58.

[52] Bécart M., 1960, Thèse Sc. Phys. Lille n° 105.

[53] Tables de constantes et données numériques 4 : Données spectroscopiques concernant les molécules diatomiques p. 18, B. Rosen 1951, Hermann et Cie Dépositaires.

[54] Wolfhard H. C., Parker W. G., 1948, *Nature*, **16** , 259.

[55] Brewer L., Searcy A., 1951, *J. A. C. S.*, **73**, 5308.

[56] Wartenberg H. V., 1952, *Z. Anorg. u. Allgem. Chem.*, **269**, 76.

[57] Hoch M., Johnson H. L., 1954, *J. A. C. S.*, **76**, 2560.

[58] Medvedev V. A., 1958, *Zhur. Fiz. Khim.*, **32** 1690.

[59] Da Silva E. M., White P., 1962, *J. Electrochem, Soc.*, **109**, 12.

[60] White W. C., Rinehart, J. S., Allen W. A., 1952, *J. Applied Phys.*, **23**, 198.

[61] Allen W. A., Mayfield E. B., 1953, *J. Applied Phys.*, **24**, 131.
[62] White W. C., 1955, *Ap. J.*, **121**, 271.
[63] Authier B., Blamont J., Carpentier G., 1962, *C. R.*, 255, n° 16, 1974.
[64] Authier B., Blamont J., Carpentier G., Hersé M., 1963, *C. R.*, 256, 3870.
[65] Boublil Y., 1962, Thèse, Université de Paris.
[66] Hurrault J., 1956, Manuel de photogrammétrie Imprimerie de l'I. G. N., Paris.
[67] Astrophysical quantities, 1955, Allen, 140. The Athlone Press.
[68] Barbier D., 1944, *Ann. Astro.*, **7**, 80.
[69] Canavaggio R., Chalonge D., Egger-Moreau M., Oziol Peltey H., 1950, *Ann. Astro.*, **13**, 355.
[70] Hersé M., communication personnelle.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Récents développements sur spectroscopie à basse résolution par transformation de Fourier

VU ET APPROUVÉ :
Paris, le 5 Juin 1963
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
M. ZAMANSKY.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean ROCHE.

Imprimerie TAFFIN-LEFORT, à Lille (France). — *Published in France.*